



TITLE:

電磁誘導探査法に関する基礎的検討と鉱床探査への活用(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

長谷川, 健

CITATION:

長谷川, 健. 電磁誘導探査法に関する基礎的検討と鉱床探査への活用. 京都大学, 1997, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1997-01-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3120393>

RIGHT:

②

電磁誘導探査法に関する基礎的検討と

鉱床探査への活用

1996年

長谷川 健

目 次

ページ

第1章 緒論	1
1. 1 緒言	1
1. 2 研究の目的	2
1. 3 電磁誘導法の歴史	3
1. 4 本研究の概要	6
1. 5 論文リスト	9
1. 6 参考文献	10
第2章 周波数領域電磁誘導法に関する研究	13
2. 1 緒言	13
2. 2 中心誘導法の原理について	14
2. 3 中心誘導法の室内モデル実験について	33
2. 4 中心誘導法の野外実験について	39
2. 5 結言	52
2. 6 参考文献	53
第3章 時間領域電磁誘導法に関する研究	54
3. 1 緒言	54
3. 2 水平電気双極子による大地のステップ応答について	55
3. 3 見掛導電率と2層標準曲線	66
3. 4 結言	76
3. 5 参考文献	77

第4章 鉱床探査への電磁誘導法の活用	・・・	78
4. 1 緒言	・・・	78
4. 2 カダ・アバスカ 盆地におけるウラン鉱床探査への電磁誘導法の活用	・・・	80
4. 3 カダ・シロの盆地におけるウラン鉱床探査への電磁誘導法の活用	・・・	100
4. 4 結言	・・・	113
4. 5 参考文献	・・・	114
第5章 結論	・・・	116
—付録— その他の研究業績	・・・	120

第1章 緒論

1. 1 緒言

地下水、石油、天然ガス、地熱、金属鉱床などの地下資源は、人類の生活にとって必要欠くべからざるものであるが、地下に潜在するこれらの資源を発見し、開発利用することはきわめて困難な仕事である。地表からの踏査で容易に露頭を発見し得た時代はともかく、ほとんどの探査対象が潜頭鉱床となった現在においては、いかにして地下に存在する鉱床を発見するか、という探査技術の開発は非常に重要な課題である。

また、近年、石油備蓄等に代表される大規模、かつ大深度を対象とした地下空間利用の必要性が高まり、地下空間開削のための事前調査あるいは地下空間の設計に必要なパラメータの取得技術としての探査技術の役割が大いに期待されるようになってきた。

探査技術の中でも重要な位置を占める物理探査法は、鉱物や岩石のもつ物理的諸性質を手がかりに、自然にまたは人工的に生じている物理現象を観測し、得られたデータから地下構造を推定しようとする技術であり、言い換えれば、可視光線の届かない地下を様々な物理現象を利用して可視化しようとする技術である。そこで利用される物理現象は多岐に渡っており、利用される物理現象によって幾つかの手法に分類される。

物理探査法のうち最も古い歴史を持つ電気探査法は、大地の電氣的性質を調べることにより地下構造を明らかにしようとする手法であり、自然のエネルギーを利用する方法（自然電位法等）と、人工的なエネルギーを利用する方法（比抵抗法、IP法、電磁法等）とに大別される。本論文で論じる電磁誘導探査法（以下、電磁誘導法と呼ぶ）は、人工的なエネルギーを利用する方法のひとつである電磁法の一種であり、人工の電流が誘起する誘導磁界を測定する探査法として定義される。

本論文は、電磁誘導法における「見掛導電率」に関する研究を中心とした電磁誘導法の基礎的な研究の成果と電磁誘導法の鉱床探査への活用法について検討した結果をとりまとめたものである。

1. 2 研究の目的

粘土変質帯を伴う金属鉱床や断層破碎帯、熱水の集まりである地熱貯留層等は周囲の母岩に比べ著しい低比抵抗異常を示すので、地下の比抵抗に関する情報が得られる電磁法や比抵抗電気探査法は、この種の地下構造の探査に非常に有効な探査法であり、特に深部構造の探査には電磁法が適している。

本論文で取り上げた電磁誘導法は電磁法の一つであり、MT法 (magnetotelluric method) や CSAMT法 (controlled source audio MT method)が地表での電界と磁界の値を測定するのに対し、磁界の測定値のみから地下の比抵抗に関する情報を得ようとするところにその特徴がある。電磁誘導法の利点は、正にこの磁界のみを測定するという点にある。なぜなら、地表での電界の値は地表に電極を設置して測定されるため、その値は地表付近の比抵抗の局所的な異常の影響を受けやすく、MT法や CSAMT法ではその影響の除去がしばしば重大な問題になるのに対し、磁界の値はその影響を受けにくいからである。さらに、磁界の測定は大地に非接触で行えるので、その測定は比較的容易にかつ地表の条件にほとんど左右されることなく実施可能であり、従って、電磁誘導法は砂漠地帯や降雪地帯あるいは永久凍土帯等地表に電極を設置することが困難な地域での探査に特に有効である。

さて、このような特徴を有している電磁誘導法であるが、我が国では比抵抗電気探査法やMT法、CSAMT 法ほどには利用されていないのが現状である。解析が他の方法に比べ難しいこともその理由の一つであるが、もう一つ大きな理由として、比抵抗電気探査法やMT法、CSAMT 法では測定値を処理することにより、それを大地の比抵抗と直接結びつく量である「見掛け比抵抗」に変換できるのに対し、電磁誘導法では得られる値は磁界の値そのものであり、直観的に理解しにくいということにも大きな原因があると考えられる。

そこで本論文では、電磁誘導法で得られる磁界の測定値を大地の比抵抗に直接結びつく量である「見掛け導電率」(導電率は比抵抗の逆数)に変換する手法を中心に電磁誘導法の基礎的検討を行うことを第1の目的とした。

また、鉱床の探査作業を効率的に実施するための研究開発の一環として、実際のウラン鉱床探査現場において電磁誘導法を効果的に利用する方法を検討することを第2の目的とした。

1. 3 電磁誘導法の歴史

ループ状の電線あるいは両端が接地された電線等に電流を流すと、その周囲には磁界が発生する。これを一次磁界という。電流が時間的に変動し、すなわち一次磁界が時間的に変動し、かつ地下に導電体が存在すれば導電体中には渦電流（誘導電流）が誘起され、この渦電流が導電体中を流れることにより新たに磁界が発生する。これを二次磁界という。この二次磁界、あるいは一次磁界と二次磁界の合成磁界を測定することにより地下の様子を明らかにしようとするのが電磁誘導法である。

電磁誘導法に属する探査手法には、一次磁界の形や、一次磁界の発生装置や受信装置の形態の違いにより非常に多くの種類があるが、大きく分類すると、一次磁界を正弦波的に変化させる「周波数領域電磁誘導法」と一次磁界をパルス的に変化させる「時間領域電磁誘導法」に大別できる。

1. 3. 1 周波数領域電磁誘導法

周波数領域電磁誘導法は、一次磁界を発生させるための装置や磁界を測定するための受信装置の製作が比較的容易なこともあって、時間領域電磁誘導法よりも先に実用化された。ただし、地下の導電率に関する情報をもたらす二次磁界は一次磁界に比べ一般に非常に小さいため、いかにして測定値から一次磁界をキャンセルし、二次磁界のみを取り出すかが、周波数領域電磁誘導法の場合大きな問題となる。

初期の頃（1920年代）は、地表に固定したループや両端を接地した電線を一次磁界源とし、一次磁界と二次磁界の合成磁界の方向を測定する Tilt-angle 法が鉱体等の探査に用いられた。その後、計測手法の発達に伴い2つのレシーバーの受信信号の差を計測することにより一次磁界をキャンセルする手法（Two-frame method）や compensatorを用いて一次磁界をキャンセルする方法、あるいは両者の長所を組み合わせた Turam法等が開発された（Parasnis, 1973）。特にTuram 法は深部探査に有効な手法としてかなり最近まで利用されていたが、後述する時間領域電磁誘導法の実用化に伴い利用されることは少なくなった。

また、人が担いで移動できる程度の小型のループを一次磁界源とし、これを受信器とともに移動して測定を行う水平ループ法が1940～1950年代に開発された。これまでに多くの

システムが開発され、現在でも Slingram や MaxMin といった商標をもつシステムが、比較的浅い深度を対象とした鉱床探査や断層調査等に利用されている。これらの手法は地下の導電率の異常部（特に導電率の高い部分）の抽出を主目的とする水平探査としての調査手法であり、データの解析は導電率の異常部を非常に単純化したモデル（例えば、地下の高導電率部分を直線状の導体や薄い板状の導電体で置き換えたモデル）から得られる標準曲線等を用いて行われる。例えば、Nairら（1968）はモデル実験の結果から、Hannesonら（1984a, 1984b）は数値計算結果から、解析のためのダイアグラムを作成している。

一方、Koenigsberger（1930, 1939）や Nunier（1933）は一次磁界に対し 90° の位相をもつ二次磁界の成分（離相成分）を測定することにより、水平層状構造の探査を行う垂直探査としての調査手法を提案し、これを中心誘導法（central induction method）と名付けた。Stefanescu（1935, 1936）はこれを理論的に発展させ、円形ループ法の他に矩形ループ法を考案した。国内では清野ら（1956, 1957）および吉住ら（1962）が中心誘導法について理論的考察および二次磁界の測定法について研究を行っている。

この他、水平層状構造上に設置された電気双極子や磁気双極子あるいはループ等が作る磁界の理論的検討や、磁界の測定値から各層の導電率や層厚を逆解析する手法については、Wait（1951a, 1954, 1955, 1956）、Mundry（1967）、Koefoed（1972）ら多くの研究者によって理論的検討がなされてきている。

1. 3. 2 時間領域電磁誘導法

時間領域電磁誘導法では、通常、ループや両端接地の電線に直流電流を流しておき、この電流を急激に遮断した直後の過渡磁界を測定するので、一次磁界が存在しない状態で二次磁界のみの測定が可能である。従って、周波数領域電磁誘導法で問題となった一次磁界のキャンセルの必要がなく、さらにスタッキング処理により S/N 比の改善が比較的容易であることから、デジタル技術の発展とともに近年急速に開発が進んだ。代表的なシステムとしては、カナダで開発された Pulse EM や EM37 の系列のシステム、オーストラリアで開発された SIROTEMなどがある。また、一次磁界に三角波を用いる UTEM と呼ばれるシステムもカナダを中心に利用されている。

時間領域電磁誘導法の場合は、周波数領域電磁誘導法の水平ループ法に相当するシステ

ムはほとんど実用化されておらず、Turam 法のように一次磁界源を固定しておき、受信器を移動させながら測定を行い導電率の異常部（特に導電率の高い部分）の抽出を行う水平探査の手法と、水平層状構造の探査を行う垂直探査の手法の2つが、現在主に利用されている。

水平探査の手法については、Spies (1979, 1980)がモデル実験結果に基づいて、Gallagher ら (1985) は数値計算結果に基づいて、周囲の媒質の比抵抗が無限大である場合の導電体による過渡応答について論じている。さらに、周囲の媒質の比抵抗が有限である場合については、Oristaglio ら (1984) や Adhidjaja ら (1985) が2次元の数値計算により、SanFilipo ら (1985) や Newman ら (1988) は3次元の数値計算により、導電体の過渡応答について論じている。

垂直探査の手法については、Sheinman (1947) が大地中の磁界の過渡応答を論じたことに始まり、Wait (1951b, 1971)、Lee ら (1974)、Hoversten ら (1982) によって理論的研究がなされた。また、見掛け導電率を用いた解析法については、Spise ら (1980)、Raiche ら (1981)、Kaufman ら (1983) によって研究がなされ、データ解析のための標準曲線もいくつか提案されている。

1. 4 本研究の概要

本研究の内容は大きく2つに区分される。

本研究の第1の課題である「電磁誘導法における見掛導電率」に関しては、大地のモデルを水平多層構造モデルとし、周波数領域および時間領域の電磁誘導法について、理論的考察、数値計算ならびにモデル実験等を実施した。そして、地下の深度方向の導電率の分布を解析する手法、すなわち垂直探査としての解析手法について検討を行った。

第2の課題である「鉱床探査における電磁誘導法の効果的な活用」に関しては、動力炉・核燃料開発事業団がカナダで実施しているウラン鉱床探査現場を対象に、研究開発の成果を探査活動の効率化に直接結びつけるということを念頭に、電磁誘導法の活用法について検討を行った。

以下、各章の概要について述べる。

1. 4. 1 第2章の内容

第2章は周波数領域電磁誘導法の代表的な探査法の1つである中心誘導法に関する研究の成果を示したものである。

中心誘導法は後述するように、その見掛導電率に加算性があり、一本の標準曲線を用いて地下の導電率の深度方向への分布を非常に簡単に解析できるところにその特徴がある。しかし、見掛導電率を得るためにはかなり小さな位相差を測定する必要があり、実際のフィールドでの位相差の測定法を確立することが重要な課題であった。

2. 2節では、中心誘導法の見掛導電率の加算性について、水平多層構造モデルを対象に理論的な補強を行った。さらに、モデル計算を実施し、測定に用いる周波数と見掛導電率の関係について検討した。

2. 3節では、野外実験の足掛かりとするために試作した小規模な位相差測定システムについて説明した後、そのシステムを用いて行った室内モデル実験の結果を示した。

2. 4節では、野外実験のために新たに試作した位相差測定システムについて説明した後、京都大学農学部グラウンドで実施した野外実験の結果を示した。さらに、見掛導電率を用いた解析法に加え、周波数一位相差領域における解析法を提案した。中心誘導法で得られた解析結果と比抵抗垂直探査法で得られた解析結果は非常によく一致し、データ取得手

法および解析手法の有効性が確認できた。

1. 4. 2 第3章の内容

第3章は時間領域電磁誘導法について行った研究の成果を示したものである。時間領域電磁誘導法は、パルス的に変化する1次磁界を大地に作用させ、この時誘導される2次磁界の過渡応答から地下の導電率の分布を推定する手法である。ただし、測定値は時間とともに減衰する磁界の値であり、この測定値から直接地下の導電率の分布を推定することはかなり困難である。そこで本章では、測定磁界の過渡応答を見掛導電率に変換する方法ならびに得られた見掛導電率から地下の深度方向の導電率の分布を解析するための手法について検討した。

3. 2節では、水平電気双極子が水平多層構造上に設置された場合の過渡応答の計算方法について議論した後、モデル計算を実施し、過渡応答曲線の性質について検討した。

3. 3節では、測定磁界の過渡応答を見掛導電率に変換する手法を新たに提案するとともに見掛導電率曲線の性質について検討し、その結果に基づき2層標準曲線を作成した。さらに、標準曲線を用いた解析法について検討した。

なお、本章で取り扱ったのは、磁界源が電気双極子である最も基本的な場合であるが、ここでの議論は磁界源が有限長の電線やループである場合にも簡単に拡張が可能である。

1. 4. 3 第4章の内容

第4章は鉍床の探査作業を効率的に実施するための研究開発の一環として、実際のウラン鉍床探査現場において電磁誘導法を効果的に利用する方法について検討した結果を示したものである。

4. 2節では、カナダ・アサバスカ盆地で実施されているウラン鉍床探査における電磁誘導法の利用法について検討した。この地域では、既知鉍床の調査からウラン鉍床が石墨質泥質岩と密接な関係があり、さらにこの石墨質泥質岩は周囲の岩盤に比べ著しい低比抵抗を示すことが判明していたので、時間領域電磁誘導法がウラン鉍床の探査に利用されていた。しかし、一般に用いられていたのは時間領域電磁誘導法を水平探査として用いる手法（以下、時間領域電磁水平探査と呼ぶ）であり、その利用は異常点の抽出という範囲に

留まっていた。従って、異常の原因となった低比抵抗体を試錐調査で確認できなかった場合（そして、それはしばしば起こっていたことなのだが）は、その異常がどういう地下構造に起因しているのかを説明できないことが多々あった。この問題点を解決するために、地下の比抵抗分布を推定するための手法を検討し、時間領域電磁誘導法の垂直探査（以下、時間領域電磁垂直探査と呼ぶ）で得られる見掛け比抵抗値から「見掛け比抵抗－時間断面図」を作成することで、地下の大まかな比抵抗の分布が比較的簡単に推定できることを明らかにした。さらに、水平多層構造モデルを前提とした解析で低比抵抗体の深度の推定もある程度可能であることを示した。

4. 3節では、カナダ・シーロン盆地で実施されているウラン鉱床探査における電磁誘導法の利用法について検討した。この地域では、既知鉱床の調査から重力探査が鉱床発見に有効な手法であることが判明していた。しかし、鉱床が示す重力異常は -1 mgal 以下と非常に小さく、さらに、重力異常の範囲も数百m×数百mと非常に小さい。従って、数百kmという調査地域全体を測点間隔が25m～50m程度の重力探査でカバーすることは非現実的であった。そこで、広い調査地域全体から重力探査による精査地域を効率的に抽出するための手法の検討を行った。広域の調査には航空機を用いた調査が効率的であり、既知鉱床は重力異常とともに低比抵抗異常を示すことが知られていたので、この低比抵抗異常を抽出するために空中電磁誘導法（以下、空中電磁法と呼ぶ）を導入した。ただし、空中電磁法の適用に際し、この調査地域が永久凍土帯に位置するという特殊性を考慮する必要があった。そこで、空中電磁法の適用試験と並行して、凍結した岩石の比抵抗の測定や小規模な比抵抗垂直探査を実施し、永久凍土層の比抵抗構造を解明するとともに、モデル計算を実施し、空中電磁法の適用性を検討した。本手法の導入でこの地域の探査効率は大幅に向上し、その有効性は新鉱床の発見という形で実証された。

1. 5 論文リスト

筆者の論文であり、かつ本論文に関係するものをここに一括して示す。

- 1) 長谷川健, 吉住永三郎, 角田晴信 (1982) : 電磁誘導法の研究. 物理探鉱, 第35巻, 第4号, p. 183-189
- 2) 長谷川健 (1985) : 中心誘導法の野外実験について. 物理探鉱, 第38巻, 第2号, p. 57-63
- 3) 長谷川健 (1985) : 水平電気双極子による層状大地のステップ応答と見掛導電率について. 物理探鉱, 第38巻, 第3号, p. 125-135
- 4) 黒沼長助, 長谷川健, P. McMAHON (1989) : カナダ, サスカチュワン州, アサバスカベースンのウラン鉱床探査ークリスティーレイク地区の探査活動をケーススタディーとしてー. 鉱山地質, 第39巻, 第2号, p. 95-106
- 5) KEN HASEGAWA, GORDON I. DAVIDSON, PETER WOLLENBERG, YOSHIMASA IIDA (1990) : Geophysical Exploration for Unconformity-Related Uranium Deposits in the Northeastern Part of the Thelon Basin, Northwest Territories, Canada. 鉱山地質, 第40巻, 第2号, p. 83-95
- 6) 長谷川健, GORDON I. DAVIDSON, PETER WOLLENBERG, 飯田義政 (1991) : カナダ北西準州シーロン盆地北東部での不整合関連型ウラン鉱床を対象とした物理探査. 鉱山, 第44巻, 第4号, p. 27-40

1. 6 参考文献

- Adhidjaja, J. I., Hohmann, G. W. and Oristaglio, M. L., 1985 : Two-dimensional transient electromagnetic responses. *Geophys.*, vol. 50, no. 12, p. 2849-2861
- Gallagher, P. R., Ward, S. H. and Hohmann, G. W., 1985 : A model study of a thin plate in free space for the EM37 transient electromagnetic system. *Geophys.*, vol. 50, no. 6, p. 1002-1019
- Hoversten, G. M. and Morrison, H. F., 1982 : Transient fields of a current loop source above a layered earth. *Geophys.* vol. 47, no. 7, p. 1068-1077
- Hanneson, J. E. and West, G. F., 1984a : The horizontal loop electromagnetic response of a thin plate in a conductive earth: Part 1. *Geophys.* vol. 49, no. 4, p. 411-420
- Hanneson, J. E. and West, G. F., 1984b : The horizontal loop electromagnetic response of a thin plate in a conductive earth: Part 2. *Geophys.* vol. 49, no. 4, p. 421-432
- Kaufman, A. A. and Keller, G. V., 1983 : Frequency and transient soundings. Elsevier Science Publishing Company Inc.
- 清野, 吉住, 谷口, 1956 : 中心誘導法による垂直探査について(1). 物理探鉱, 第9巻, 第4号, p. 146-150
- 清野, 吉住, 谷口, 1957 : 中心誘導法による垂直探査について(2). 物理探鉱, 第10巻, 第1号, p. 19-23
- Koefoed, O., Ghosh, D. P. and Polman, G. J., 1972 : Computation of type curves for electromagnetic depth sounding with a horizontal transmitting coil by means of a digital linear filter. *Geoph. Prosp.*, vol. 20, p. 406-420
- Koenigsberger, J. G., 1930 : Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde durch Induktion. *Phys. Z.*, vol. 31, p. 487-496
- Koenigsberger, J. G., 1939 : Elektrische Vertikalsondierung von der Erdoberfläche aus mit der Zentralinduktionmethode. *Beitr. z. angew. Geophys.*, vol. 7, p. 112-161

- Lee, T. and Lewis, R., 1974 : Transient EM response of a large loop on a layered ground. *Geoph. Prosp.*, vol.22, p.430-444
- Mundry, E., 1967 : The Vertical Magnetic Field of an Alternating Current Dipole for Horizontally Stratified Media. *Geoph. Prosp.*, vol.15, p.468-479
- Nair, M.R., Biswas, S.K. and Mazumdar, K., 1968 : Experimental studies on the electromagnetic response of tilted conducting half-planes to a horizontal-loop prospecting system. *Geoexploration*, vol.6, no.4, p.207-244
- Newmann, G.A. and Hohmann, G.W., 1988 : Transient electromagnetic responses of high-contrast prisms in a layered earth. *Geophys.*, vol.53, no.5, p.691-706
- Nunier, W., 1933 : Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde in verschiedenen Tiefen durch die von einem Kreisstrom induzierten Ströme. *Gerl. Beitr. z. Geophys.*, vol.3, p.370-391
- Oristaglio, M.L. and Hohmann, G.W., 1984 : Diffusion of electromagnetic fields into a two-dimensional earth: A finite-difference approach. *Geophys.*, vol.49, no.7, p.870-894
- Parasnis, D.S., 1973 : MINING GEOPHYSICS (Second revised edition).
Elsevier Science Publishing Company Inc.
- Raiche, A.P. and Spies, B.R., 1981 : Coincident loop transient electromagnetic master curves for interpretation of two-layer earths. *Geophys.*, vol.46, no.1, p.53-64
- SanFilipo, W.A. and Hohmann, G.W., 1985 : Integral equation solution for the transient electromagnetic response of a three-dimensional body in a conductive half-space. *Geophys.*, vol.50, no.5, p.798-809
- Sheinman, S. M., 1947 : About transient electromagnetic field in the earth.
Prickd., Geofiz., no.3
- Spies, B.R., 1979 : Scale Model Studies of a Transient Electromagnetic Prospecting System Using an Interactive Minicomputer. *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE ELECTRONICS*, vol.GE-17, no.2, p.25-33

- Spies, B.R., 1980 : Interpretation and Design of Time Domain EM Surveys in Areas of Conductive Overburden. Bull. Aust. Soc. Explor. Geophys., vol.11, no.4, p.130-139
- Spies, B.R. and Raiche, A.P., 1980 : Calculation of apparent conductivity for the transient electromagnetic method using an HP-67 calculator. Geophys., vol.45, no.7, p.1197-1204
- Stefanescu, S.S., 1935 : Sur la mesure des résistivités apparentes par la méthode de la spire circulaire. Beitr. z. angew. Geophys., vol.5, p.182-192
- Stefanescu, S.S., 1936 : Sur les fondements théoriques de la prospection électromagnétique par courant alternatif à très bass fréquence. Beitr. z. angew. Geophys., vol.6, p.168-201
- Wait, J.R., 1951a : The magnetic dipole over the horizontally stratified earth. Can. J. Phys., vol.29, p.577-592
- Wait, J.R., 1951b : Transient electromagnetic propagation in a conducting medium. Geophys., vol.16, p.213-221
- Wait, J.R., 1954 : Mutual coupling of loops lying on the ground. Geophys., vol.13, p.290-296
- Wait, J.R., 1955 : Mutual electromagnetic coupling of loops over a homogeneous ground. Geophys., vol.20, p.630-637
- Wait, J.R., 1956 : Mutual electromagnetic coupling of loops over a homogeneous ground. Geophys., vol.21, p.479-484
- Wait, J.R., 1971 : On the theory of transient EM sounding over a stratified earth. Can. J. Phys., vol.50, p.1055-1061
- 吉住, 谷口, 1962 : 中心誘導法による野外調査について. 物理探鉱, 第14, 第8号, p.379-382

2. 1 緒言

第2章は周波数領域電磁誘導法の代表的な探査法の1つである中心誘導法に関する研究の成果を示したものである。数ある手法の中から中心誘導法を取り上げたのは、周波数領域電磁誘導法に属する多くの探査法が地下の導電率の異常部の抽出を目的とした手法であるのに対し、本法は地下の導電率や層厚の値が解析可能であり、その解析も原理的には一本の標準曲線を用いて簡単に実施できるという優れた特徴を有していたからである。

中心誘導法は Koenigsberger (1930, 1939) や Nunier (1933) によって提案された手法で、水平層状構造の探査を行う垂直探査法の一つである。探査には地表面上に水平に設置された円形のループあるいは正方形のループを用いる。測定の対象となるのはループの中心における垂直磁界であり、一次磁界に対し 90° の位相をもつ二次磁界の成分（離相成分）あるいは一次磁界と二次磁界の位相差が測定される。

中心誘導法で得られる見掛導電率は、後述するように各層の導電率が加算された形式で表現されるという特徴があり、原理的には一本の標準曲線を用いて地下の導電率の深度方向への分布を非常に簡単に解析できる。しかし、解析に必要な見掛導電率を得るためにはかなり小さな離相成分の値あるいは位相差を測定する必要がある、中心誘導法を実際の探査に利用するためにはフィールドでの測定法を確立することが重要な課題である。

2. 2節では、中心誘導法の見掛導電率の加算性について再検討し、水平多層構造モデルを対象に理論的な補強を行う。さらに、モデル計算を実施し、測定に用いる周波数と見掛導電率の関係について検討する。

2. 3節では、野外実験の足掛かりとするために試作した小規模な位相差測定システムについて説明した後、そのシステムを用いて行った室内モデル実験の結果を示す。

2. 4節では、野外実験のために新たに試作した位相差測定システム並びに位相差測定法について説明した後、京都大学農学部グラウンドで実施した野外実験の結果を示す。さらに、見掛導電率を用いた解析法に加え、周波数一位相差領域における解析法を提案する。

なお、2. 2節および2. 3節の内容については長谷川ら (1982) で、2. 4節の内容については長谷川 (1985) でそれぞれ公表した。

2. 2 中心誘導法の原理について

本節では、水平電気双極子が作る磁界の理論解について整理した後、水平n層構造を対象に見掛導電率の加算性を議論する。さらに、数値計算により周波数と見掛導電率の関係について検討する。

2. 2. 1 水平電気双極子が作る磁界の理論解

図2-1に示したように、各層の導電率が σ_i 、各層の境界の深度が h_i である水平n層構造の地表に設置されている水平電気双極子（電流を $I e^{-j\omega t}$ とする）が作る磁界について考える。ここで、 ω は角周波数、 $j = \sqrt{-1}$ である。

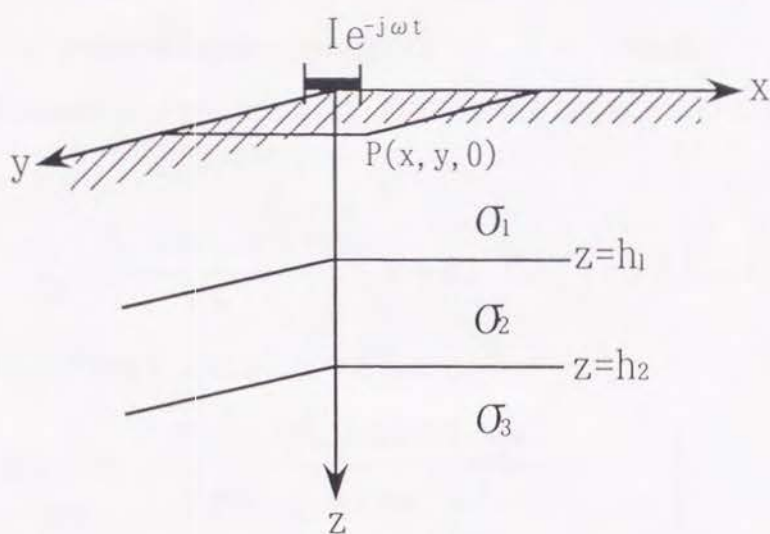


図2-1 水平n層構造上の水平電気双極子

周波数 f ($\omega = 2\pi f$) があまり高くない、すなわち変位電流が無視できるという条件の下で、地表の点 $P(x, y, 0)$ における垂直磁界 $dH_{\theta z}$ は、Mundry (1967) が導いた漸化式を用いて以下の式で表される。

$$dH_{\theta z} = \frac{I dx \sin \theta}{4\pi} \int_0^{\infty} \left(\frac{2\lambda}{\lambda + \lambda_1} + \frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} B_1 \right) J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (2.1)$$

ここで、 J_1 は1次の Bessel 関数、 λ は積分変数であり、 μ_0 を真空の透磁率とすると、

$$\lambda_1 = \sqrt{(\lambda^2 - k_1^2)} \quad (2.2)$$

$$k_1^2 = j \omega \mu_0 \sigma_1 \quad (2.3)$$

$$r = \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad (2.4)$$

$$\sin \theta = y / r \quad (2.5)$$

である。ただし、時間因数 $e^{-j\omega t}$ は省略してある。また、 B_1 は、

$$B_1 = \frac{-2 \lambda D_n(\lambda_1, \lambda_n)}{(\lambda + \lambda_1) D_n(-\lambda_1, \lambda_n) - (\lambda - \lambda_1) D_n(\lambda_1, \lambda_n)} \quad (2.6)$$

であり、 $D_n(\lambda_1, \lambda_n)$ については、

$$\begin{aligned} D_n(\lambda_1, \lambda_n) &= (\lambda_{n-1} + \lambda_n) \exp((\lambda_{n-1} - \lambda_n) h_{n-1}) D_{n-1}(\lambda_1, \lambda_{n-1}) \\ &\quad + (\lambda_{n-1} - \lambda_n) \exp(-(\lambda_{n-1} + \lambda_n) h_{n-1}) D_{n-1}(\lambda_1, -\lambda_{n-1}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

が成り立つ。ただし、

$$D_2(\lambda_1, \lambda_2) = -(\lambda_1 - \lambda_2) \exp(-(\lambda_1 + \lambda_2) h_1) \quad (2.8)$$

である。なお、土地の導電率が一様な場合は $B_1 = 0$ である。

また、Koefoedらは dH_{0z} について、以下に示す表現を与えている (Koefoed et al., 1972)。

$$dH_{0z} = \frac{I dx \sin \theta}{4 \pi} \int_0^\infty \left(1 + R_0 \right) J_1(r \lambda) \lambda d \lambda \quad (2.9)$$

ここで、 R_0 は次の漸化式によって与えられる。

$$\left. \begin{aligned} R_{i-1} &= \frac{u_{i-1} + R_i \exp(-2d_i v_i)}{1 + u_{i-1} R_i \exp(-2d_i v_i)} \\ R_n &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

ただし、

$$u_{i-1} = \frac{v_{i-1} - v_i}{v_{i-1} + v_i} \quad (2.11)$$

$$v_i = \sqrt{(\lambda^2 - j \omega \mu_0 \sigma_i)} \quad (2.12)$$

である。また、 d_i は各層の層厚であり、

$$\left. \begin{aligned} d_i &= h_i - h_{i-1} \quad (i \geq 2) \\ d_1 &= h_1 \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

である。

dH_{0z} に関するこれら2つの式は、単に表現が異なるだけで同じのものであり、以下、利用しやすい方の表現を用いてそれぞれの議論を展開していくことにする。

2. 2. 2 円形ループと見掛導電率

水平多層構造の場合の中心誘導法の見掛導電率については、2～3層構造の場合について清野ら（1956）が議論しているが、本節ではさらに一般的な水平n層構造の場合について検討する。

§ 1 円形ループが作る磁界と関数 M_{0z}

図2-2に示すように、半径 a の円形ループが水平n層構造の地表面に設置されているとする。

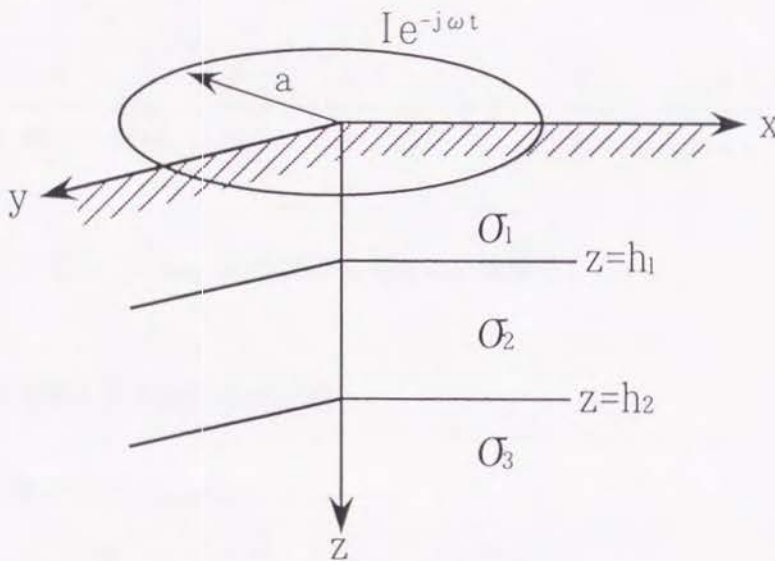


図2-2 水平n層構造上の円形ループ

この場合、円形ループの中心における垂直磁界 H_{0z} は(2.1)式を積分して、

$$H_{0z} = \frac{aI}{2} \int_0^\infty \left(\frac{2\lambda}{\lambda + \lambda_1} + \frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} B_1^n \right) J_1(a\lambda) \lambda d\lambda \quad (2.14)$$

で与えられる。ただし、 B_1 の肩の n は n 層構造であることを示す。

中心誘導法では、

$$M_{0z} = -j \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial H_{0z}}{\partial f} \quad (2.15)$$

で定義された関数 M_{0z} を探索に利用する (Stefanescu, 1935)。以下、(2.14) 式を (2.15) 式に代入して円形ループの場合の M_{0z} を求めることにする。

(2.14) 式を (2.15) 式に代入すると、

$$M_{0z} = -j \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial f} \left(\frac{a I}{2} \int_0^\infty F J_1(a \lambda) \lambda d \lambda \right) \quad (2.16)$$

ただし、

$$F = \frac{2 \lambda}{\lambda + \lambda_1} + \frac{2 \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} B_1^n \quad (2.17)$$

となるが、周波数 f が含まれているのは関数 F だけであるから、(2.16) 式は、

$$M_{0z} = - \frac{j a I}{2} \int_0^\infty \left(\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial F}{\partial f} \right) J_1(a \lambda) \lambda d \lambda \quad (2.18)$$

と変形でき、また、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial F}{\partial f} = \lim_{f \rightarrow 0} \left\{ \frac{\partial}{\partial f} \left(\frac{2 \lambda}{\lambda + \lambda_1} \right) + B_1^n \frac{\partial}{\partial f} \left(\frac{2 \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \right) + \frac{2 \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \frac{\partial B_1^n}{\partial f} \right\} \quad (2.19)$$

となる。ここで、(2.19) 式の右辺を項別に計算する。

(i) 右辺第1項の極限値の計算

(2.2)式および (2.3)式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial f} \left(\frac{2 \lambda}{\lambda + \lambda_1} \right) = - \frac{C \sigma_1}{2 \lambda^2} \quad (2.20)$$

となる。ただし、 $C = -j \pi \mu_0$ と置いた。

(ii) 右辺第2項の極限値の計算

まず、(2.7)式および (2.8)式より、

$$\begin{aligned} \lim_{f \rightarrow 0} D_n(\lambda_1, \lambda_n) &= (2 \lambda)^{n-2} \lim_{f \rightarrow 0} D_2(\lambda_1, \lambda_2) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned}\lim_{f \rightarrow 0} D_n(-\lambda_1, \lambda_n) &= (2\lambda)^{n-2} \lim_{f \rightarrow 0} D_2(-\lambda_1, \lambda_2) \\ &= (2\lambda)^{n-1}\end{aligned}\quad (2.22)$$

となるので (2.6) 式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} B_1^n = 0 \quad (2.23)$$

であり、また、(2.2) 式および (2.3) 式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial f} \left(\frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \right) = \frac{C\sigma_1}{2\lambda^2} \quad (2.24)$$

であるから、

$$\lim_{f \rightarrow 0} B_1^n \frac{\partial}{\partial f} \left(\frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \right) = 0 \quad (2.25)$$

である。

(iii) 右辺第 3 項の極限値の計算

まず、(2.2) 式および (2.3) 式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} = 1 \quad (2.26)$$

である。次に、(2.6) 式より B_1^n の f による偏微分を計算し、(2.7) 式 (2.8) 式

(2.21) 式および (2.22) 式を考慮して整理すると、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial B_1^n}{\partial f} = - \frac{1}{(2\lambda)^{n-1}} \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_n(\lambda_1, \lambda_n)}{\partial f} \quad (2.27)$$

が得られる。 $D_n(\lambda_1, \lambda_n)$ を f で偏微分し、(2.2) 式 (2.3) 式および (2.21) 式を考慮して整理すると、

$$\begin{aligned}\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_n(\lambda_1, \lambda_n)}{\partial f} &= 2\lambda \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_{n-1}(\lambda_1, \lambda_{n-1})}{\partial f} \\ &\quad - \frac{C(\sigma_n - \sigma_{n-1})}{\lambda} \exp(-2\lambda h_{n-1}) \lim_{f \rightarrow 0} D_{n-1}(\lambda_1, -\lambda_{n-1})\end{aligned} \quad (2.28)$$

となり、(2.7) 式および (2.8) 式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} D_{n-1}(\lambda_1, -\lambda_{n-1}) = - (2\lambda)^{n-2} \quad (2.29)$$

であるから、(2.28) 式は、

$$\begin{aligned}
\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_n(\lambda_1, \lambda_n)}{\partial f} &= 2\lambda \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_{n-1}(\lambda_1, \lambda_{n-1})}{\partial f} \\
&\quad + \frac{C(2\lambda)^{n-2}}{\lambda} (\sigma_n - \sigma_{n-1}) \exp(-2\lambda h_{n-1}) \\
&= (2\lambda)^{n-2} \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_2(\lambda_1, \lambda_2)}{\partial f} \\
&\quad + \frac{C(2\lambda)^{n-2}}{\lambda} \sum_{i=2}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \exp(-2\lambda h_i) \quad (2.30)
\end{aligned}$$

となる。ここで、(2.8)式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_2(\lambda_1, \lambda_2)}{\partial f} = \frac{C}{\lambda} (\sigma_2 - \sigma_1) \exp(-2\lambda h_1) \quad (2.31)$$

であるから、結局、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial D_n(\lambda_1, \lambda_n)}{\partial f} = \frac{C(2\lambda)^{n-2}}{\lambda} \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \exp(-2\lambda h_i) \quad (2.32)$$

が得られる。従って、(2.26) 式 (2.27) 式および (2.32) 式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \left(\frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \frac{\partial B_1^n}{\partial f} \right) = -\frac{C}{2\lambda^2} \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \exp(-2\lambda h_i) \quad (2.33)$$

となる。

以上、(2.20) 式 (2.25) 式および (2.33) 式より (2.19) 式は、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial F}{\partial f} = \frac{j\pi\mu_0}{2\lambda^2} \left[\sigma_1 + \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \exp(-2\lambda h_i) \right] \quad (2.34)$$

となり、(2.34) 式を (2.18) 式に代入すれば、

$$M_{02} = \frac{\pi\mu_0 a I}{4} \int_0^\infty \left[\frac{\sigma_1}{\lambda} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{(\sigma_{i+1} - \sigma_i) \exp(-2\lambda h_i)}{\lambda} \right] J_1(a\lambda) d\lambda \quad (2.35)$$

が得られる。ここで、Bessel 関数の公式、

$$\int_0^\infty J_1(a\lambda) \exp(-2\lambda h) \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\sqrt{(a^2 + 4h^2)} - 2h}{a} \quad (2.36)$$

を (2.35) 式に適用すれば、

$$M_{0Z} = \frac{\pi \mu_0 I}{4} \left(a \sigma_1 + \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) (\sqrt{a^2 + 4h_i^2} - 2h_i) \right) \quad (2.37)$$

が得られる。

§ 2 関数 M_{0Z} と見掛導電率 σ_a

(2.37) 式からわかるように M_{0Z} は実数となるので、

$$M_{0Z} = -j \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial H_{0Z}}{\partial f} = \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial I_m(H_{0Z})}{\partial f} \quad (2.38)$$

が成り立つ。また、 $\lim_{f \rightarrow 0} I_m(H_{0Z}) / f$ に de L'Hospital の定理を適用し、分子および分母を周波数 f で偏微分すれば、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{I_m(H_{0Z})}{f} = \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial I_m(H_{0Z})}{\partial f} \quad (2.39)$$

が成り立つので、(2.38) 式および (2.39) 式より、

$$M_{0Z} = \lim_{f \rightarrow 0} \frac{I_m(H_{0Z})}{f} \quad (2.40)$$

が成り立つ。一方、

$$\lim_{f \rightarrow 0} R_e(H_{0Z}) = \frac{I}{2a} \quad (2.41)$$

であり、一次磁界とループ中心の垂直磁界 H_{0Z} の位相差を ϕ とすれば、

$$\tan \phi = \frac{I_m(H_{0Z})}{R_e(H_{0Z})} \quad (2.42)$$

であるから、(2.40) 式 (2.41) 式および (2.42) 式より、

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\tan \phi}{f} = \frac{2a}{I} M_{0Z} \quad (2.43)$$

が成り立つ。

大地の導電率が σ で均質な場合、 M_{0Z} は、

$$M_{0Z} = \frac{\pi \mu_0 a I}{4} \sigma \quad (2.44)$$

であるので、(2.44) 式を (2.43) 式に代入すれば、

$$\sigma = \frac{2}{\pi \mu_0 a^2} \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.45)$$

が得られ、この式から大地の導電率を求めることができる。

大地が均質でない場合は、比抵抗電気探査法における見掛け比抵抗と同様に (2.45) 式より見掛け導電率 σ_a を、

$$\sigma_a = \frac{2}{\pi \mu_0 a^2} \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.46)$$

で定義する。大地が水平多層構造であれば (2.37) 式 (2.43) 式および (2.46) 式より、見掛け導電率 σ_a と各層の導電率 σ_i との関係は、

$$\sigma_a = \sigma_1 + \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \left\{ \sqrt{1 + \frac{4h_i^2}{a^2}} - \frac{2h_i}{a} \right\} \quad (2.47)$$

で表される。ループの半径 a を変えて測定を繰り返せば、(2.46) 式よりそれぞれの a について見掛け導電率 σ_a が求められるから、 σ_a と a の関係を (2.47) 式と比較することによって多層構造を解析することができる。

(2.47) 式に見られる見掛け導電率の加算性は中心誘導法の大きな特色であり、この性質を利用して水平多層構造を容易に解析することができる。

2. 2. 3 正方形ループと見掛け導電率

実際に探査を行う場合を考えると円形ループよりも正方形ループの方が設置しやすい。ここでは、正方形ループの場合の見掛け導電率について検討する。

§ 1 正方形ループが作る磁界と関数 M_{0z}

図 2-3 に示すように、一辺の長さが $2a$ の正方形ループが水平 n 層構造の地表面に設置されているとする。ループの中心における垂直磁界 H_{0z} は、対称性を考慮して (2.1) 式を積分することにより、

$$H_{0z} = \frac{2I}{\pi} \int_0^a \sin \theta dx \int_0^\infty \left(\frac{2\lambda}{\lambda + \lambda_1} + \frac{2\lambda_1}{\lambda + \lambda_1} B_{1^n} \right) J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (2.48)$$

となる。ただし、

$$r = \sqrt{x^2 + a^2} \quad (2.49)$$

$$\sin \theta = a/r \quad (2.50)$$

である。

円形ループの場合と同様に $M_{0z} = -j \lim_{f \rightarrow 0} \partial H_{0z} / \partial f$ を求めると、

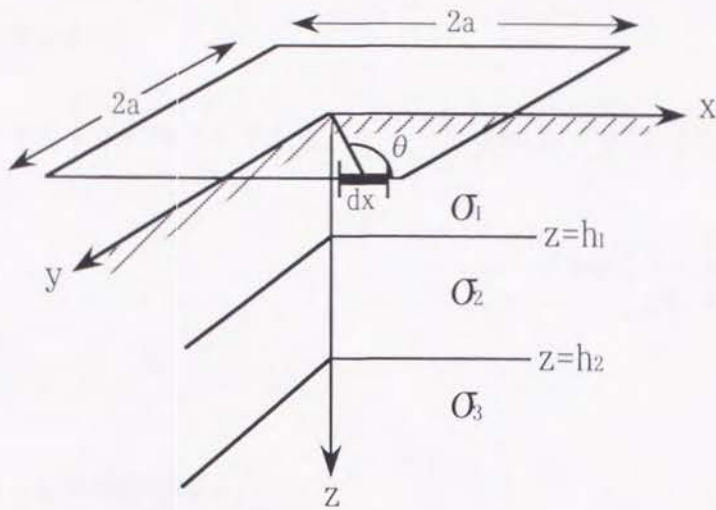


図 2-3 水平 n 層構造上の正方形ループ

$$M_{0z} = - \frac{2jI}{\pi} \int_0^a \sin \theta \left\{ \int_0^\infty \left[\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\partial F}{\partial f} \right] J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \right\} dx \quad (2.51)$$

であり、(2.34) 式より、

$$M_{0z} = \mu_0 I \int_0^a \sin \theta \left\{ \int_0^\infty \left[\frac{\sigma_1}{\lambda} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{(\sigma_{i+1} - \sigma_i) \exp(-2\lambda h_i)}{\lambda} \right] J_1(r\lambda) d\lambda \right\} dx \quad (2.52)$$

となる。上式に (2.36) 式を適用すれば、

$$M_{0z} = \mu_0 I \int_0^a \sin \theta \left[\sigma_1 + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{(\sigma_{i+1} - \sigma_i)(\sqrt{r^2 + 4h_i^2} - 2h_i)}{r} \right] dx \quad (2.53)$$

となり、(2.49) 式および (2.50) 式を代入すれば、

$$M_{0z} = \mu_0 a I \int_0^a \left[\frac{\sigma_1}{\sqrt{x^2 + a^2}} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{(\sigma_{i+1} - \sigma_i)(\sqrt{x^2 + a^2 + 4h_i^2} - 2h_i)}{x^2 + a^2} \right] dx \quad (2.54)$$

が得られる。ここで、

$$\int_0^a \frac{dx}{\sqrt{x^2 + a^2}} = \ln(\sqrt{2} + 1) \quad (2.55)$$

$$\int_0^a \frac{\sqrt{x^2 + a^2 + c^2} - c}{x^2 + a^2} dx$$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{(2a^2 + c^2)} + a}{\sqrt{(2a^2 + c^2)} - a} - \frac{c}{2a} \tan^{-1} \frac{a^2}{c \sqrt{(2a^2 + c^2)}} \quad (2.56)$$

であることを用いれば、

$$M_{0z} = \mu_0 a I \left\{ \sigma_1 \ln(\sqrt{2} + 1) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \left[\ln \frac{\sqrt{(2a^2 + 4h_i^2)} + a}{\sqrt{(2a^2 + 4h_i^2)} - a} - \frac{2h_i}{a} \tan^{-1} \frac{a^2}{2h_i \sqrt{(2a^2 + 4h_i^2)}} \right] \right\} \quad (2.57)$$

が得られる。

§ 2 関数 M_{0z} と見掛導電率 σ_a

見掛導電率 σ_a を円形ループの場合と同様に定義すれば、

$$\sigma_a = \frac{\sqrt{2}}{\pi \mu_0 a^2 \ln(\sqrt{2} + 1)} \lim_{f \rightarrow 0} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.58)$$

であり、見掛導電率と各層の導電率との関係は、

$$\sigma_a = \sigma_1 + \frac{1}{2 \ln(\sqrt{2} + 1)} \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_{i+1} - \sigma_i) \times \left[\ln \frac{\sqrt{(2a^2 + 4h_i^2)} + a}{\sqrt{(2a^2 + 4h_i^2)} - a} - \frac{2h_i}{a} \tan^{-1} \frac{a^2}{2h_i \sqrt{(2a^2 + 4h_i^2)}} \right] \quad (2.59)$$

で表される。

2. 2. 4 数値シミュレーションによる検討

ループの中心の垂直磁界 H_{0z} と一次磁界との位相差を ϕ とし、周波数 f を 0 に近づけると $\tan \phi / f$ の値が一定値に収束することを述べた。従って、周波数 f が十分小さな範囲で、半径 a の円形ループでは (2.46) 式より、

$$\sigma_a \approx \frac{2}{\pi \mu_0 a^2} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.60)$$

が、一辺の長さが $2a$ の正方形ループでは (2.58) 式より、

$$\sigma_a \approx \frac{\sqrt{2}}{\pi \mu_0 a^2 \ln(\sqrt{2} + 1)} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.61)$$

が成り立つ。ここで、(2.60) 式および (2.61) 式の右辺の値を新たに、

$$\sigma_{af}^C = \frac{2}{\pi \mu_0 a^2} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.62)$$

$$\sigma_{af}^L = \frac{\sqrt{2}}{\pi \mu_0 a^2 \ln(\sqrt{2} + 1)} \frac{\tan \phi}{f} \quad (2.63)$$

と置けば、

$$\sigma_a^C = \lim_{f \rightarrow 0} \sigma_{af}^C \quad (2.64)$$

$$\sigma_a^L = \lim_{f \rightarrow 0} \sigma_{af}^L \quad (2.65)$$

である。ただし、上式中の添え字の C は円形ループを、L は正方形ループをそれぞれ表すものとする。

中心誘導法の測定では周波数 f と位相差 ϕ が測定されるが、この段階で得られるのは σ_{af} の値であり、見掛導電率 σ_a は σ_{af} の収束値として与えられる。そこで、 σ_{af} と周波数 f の関係を調べるためにループ中心の垂直磁界 H_{0z} を数値計算し、その実部および虚部から σ_{af} を求め、 σ_{af} が周波数 f によりどのように変化するか、また、どの程度の周波数で $\sigma_a \approx \sigma_{af}$ とみなせるかを調べた。なお、数値計算には (2.9) 式を利用した。以下、円形ループおよび正方形ループについて、それぞれの数値計算法ならびに計算結果について述べる。

(i) 円形ループの場合

(2.9) 式より、円形ループの中心の垂直磁界 H_{0z}^C は、

$$H_{0z}^C = \frac{a I}{2} \int_0^\infty \left[1 + R_0(\lambda) \right] J_1(a\lambda) \lambda d\lambda \quad (2.66)$$

で表される。上式中の 1 次の Bessel 関数を含む λ に関する無限積分はリニアフィルター法 (Murakami et al., 1982) を用いて計算した。(2.66) 式のリニアフィルター表現は、

$$H_{0z}^C \approx \frac{I}{2a} \sum_m \left[1 + R_0(\lambda_m) \right] C_m \quad (2.67)$$

となる。 C_m はリニアフィルター係数、 λ_m は係数 C_m に対する λ の座標である。今回用いたリニアフィルター係数の値を表 2-1 に示した。

図 2-4 (a) は大地が均質 ($\sigma = 10^{-1} \text{ S/m}$) な場合の計算結果である。大地が均質であれば見掛導電率は大地の導電率に等しいので、すべての曲線は同じ値 (10^{-1} S/m) に漸近している。図 2-4 (b) および (c) は導電率が 10^{-1} S/m の大地に、導電率が 10^{-2} S/m 、層厚が

10mの高導電率層が介在する場合の計算結果である。ただし、図2-4(b)では高導電率層の深度は40m、図2-4(c)では80mとなっている。また、図2-4(d)および(e)は高導電率層の層厚が30mの場合の計算結果で、図2-4(d)では高導電率層の深度は40m、図2-4(e)では80mとなっている。図中の曲線の値の収束値がそれぞれのaに対する見掛け導電率である。

(ii) 正方形ループの場合

(2.9)式より、正方形ループの中心の垂直磁界 H_{0z}^L は、

$$H_{0z}^L = \frac{2aI}{\pi} \int_0^a \frac{dx}{\sqrt{(x^2 + a^2)}} \int_0^\infty \left[1 + R_0(\lambda) \right] J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (2.68)$$

で表される。円形ループの場合と同様に、上式中の1次のBessel関数を含む λ に関する無限積分はリニアフィルター法を用い、 x に関する積分はGauss-Legendre積分(篠崎ら, 1976)を用いて計算した。この場合(2.68)式は、

$$H_{0z}^L \approx \frac{8I}{\pi a} \sum_k \sum_m \frac{(1 + R_0(\lambda_m)) w_k C_m}{((x_k^2 + a^2)^2 + 4)^{3/2}} \quad (2.69)$$

となる。ただし、 x_k はGauss-Legendre積分の分点、 w_k はその重みである。今回用いた分点の座標値および重みの値を表2-2に記した。

図2-5(a)から(e)が正方形ループの場合の計算結果である。ただし、モデルは円形ループの場合と同じである。

図2-4および図2-5から分かるように曲線は下側から収束値に漸近しており、これは σ_{af} の一つの特徴である。測定に使用する周波数は(2.64)式あるいは(2.65)式より一見低ければ低いほどよいように思われるが、周波数が低くなると測定される位相差も小さくなるので、(2.60)式あるいは(2.61)式が成り立つ範囲では周波数を高く取った方が測定は容易である。数値計算結果は $\sigma_{af} \approx \sigma_a$ とみなせる周波数の上限はaが小さいほど高く、逆にaが大きいほど低くなることを示しており、従って測定に最も適した周波数はループの大きさによって異なり、その値はループが小さければ高く、ループが大きければ低くなる。以上より、実際の測定では高めの周波数より測定を始めて、逐次 σ_{af} の値を求め、 $\sigma_{af}-f$ 曲線より σ_a の値を求めるのが得策であると考えられる。この際、使用すべき周波数のおよその範囲は、今回のモデルの場合、数十kHz～数百Hzである。

表 2-1 リニアフィルター係数

$$\lambda_m = \exp(Y_m) / r$$

m	abscissa(Y _m)	coefficient(C _m)	m	abscissa(Y _m)	coefficient(C _m)
1	-7.486394486106182	0.000000025309208	31	-0.578639207124045	0.029897947838449
2	-7.256135976806777	-0.000000309709114	32	-0.348380697824641	0.026433131452745
3	-7.025877467507373	0.000001919404384	33	-0.118122188525236	0.085966080535529
4	-6.795618958207968	-0.000007949667990	34	0.112136320774168	0.122905933065496
5	-6.565360448908564	0.000024663649050	35	0.342394830073573	0.264008002878480
6	-6.335101939609159	-0.000061027638537	36	0.572653339372977	0.403107410812127
7	-6.104843430309755	0.000125506036064	37	0.802911848672382	0.651107593560678
8	-5.874584921010350	-0.000221268804099	38	1.033170357971786	0.719006316429739
9	-5.644326411710946	0.000343691729321	39	1.263428867271191	0.370237905749570
10	-5.414067902411541	-0.000483354137629	40	1.493687376570595	-1.012798269194880
11	-5.183809393112137	0.000633769729924	41	1.723945885870000	-2.413748271484771
12	-4.953550883812732	-0.000797038003706	42	1.954204395169405	0.193787730383123
13	-4.723292374513328	0.000982743476026	43	2.184462904468809	4.450106400114871
14	-4.493033865213923	-0.001197869532829	44	2.414721413768214	-4.896458797424668
15	-4.262775355914518	0.001441325185155	45	2.644979923067618	2.949600335320759
16	-4.032516846615114	-0.001700560299723	46	2.875238432367023	-1.375965924796708
17	-3.802258337315709	0.001972174014147	47	3.105496941666427	0.608299350065937
18	-3.571999828016305	-0.002252607283791	48	3.335755450965832	-0.286572696563013
19	-3.341741318716900	0.002575686357013	49	3.566013960265237	0.148897150420569
20	-3.111482809417496	-0.002922171457980	50	3.796272469564641	-0.083952895235229
21	-2.881224300118091	0.003361976103224	51	4.026530978864046	0.049815003130255
22	-2.650965790818686	-0.003746771518192	52	4.256789488163450	-0.030189793512104
23	-2.420707281519282	0.004340541346262	53	4.487047997462855	0.018170183367119
24	-2.190448772219877	-0.004606504039034	54	4.717306506762259	-0.010555328286773
25	-1.960190262920473	0.005654558850758	55	4.947565016061664	0.005738802005421
26	-1.729931753621068	-0.005342395801811	56	5.177823525361068	-0.002821755083246
27	-1.499673244321664	0.007987497248567	57	5.408082034660473	0.001205774837352
28	-1.269414735022259	-0.004993481764979	58	5.638340543959877	-0.000425826137227
29	-1.039156225722855	0.013411638362495	59	5.868599053259282	0.000115648419110
30	-0.808897716423450	0.000577794465142	60	6.098857562558686	-0.000021340509866
			61	6.329116071858091	0.000001996264318

表 2-2 Gauss-Legendre 積分の分点の座標とその重み

分点の座標	重み
±0.9602898565	0.1012285363
±0.7966664774	0.2223810345
±0.5255324099	0.3137066459
±0.1834346425	0.3626837834

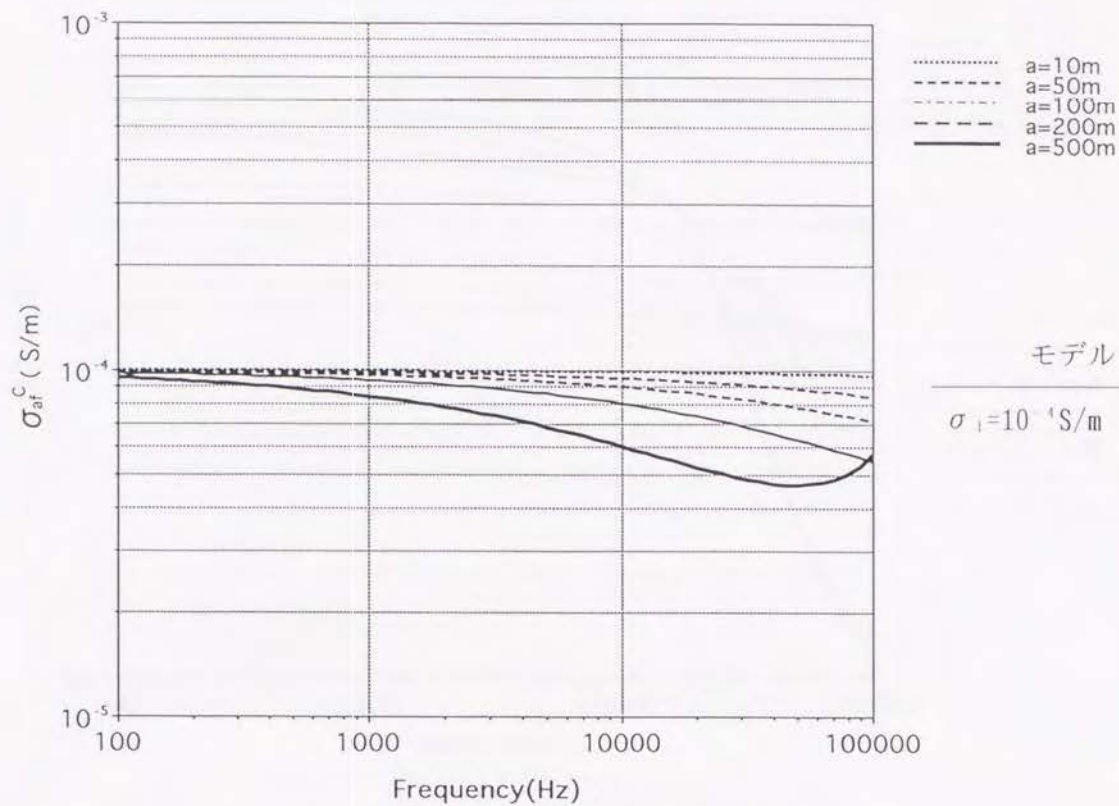


図 2 - 4 (a) 大地が均質な場合の $\sigma_{af} - f$ 曲線 (円形ループ)

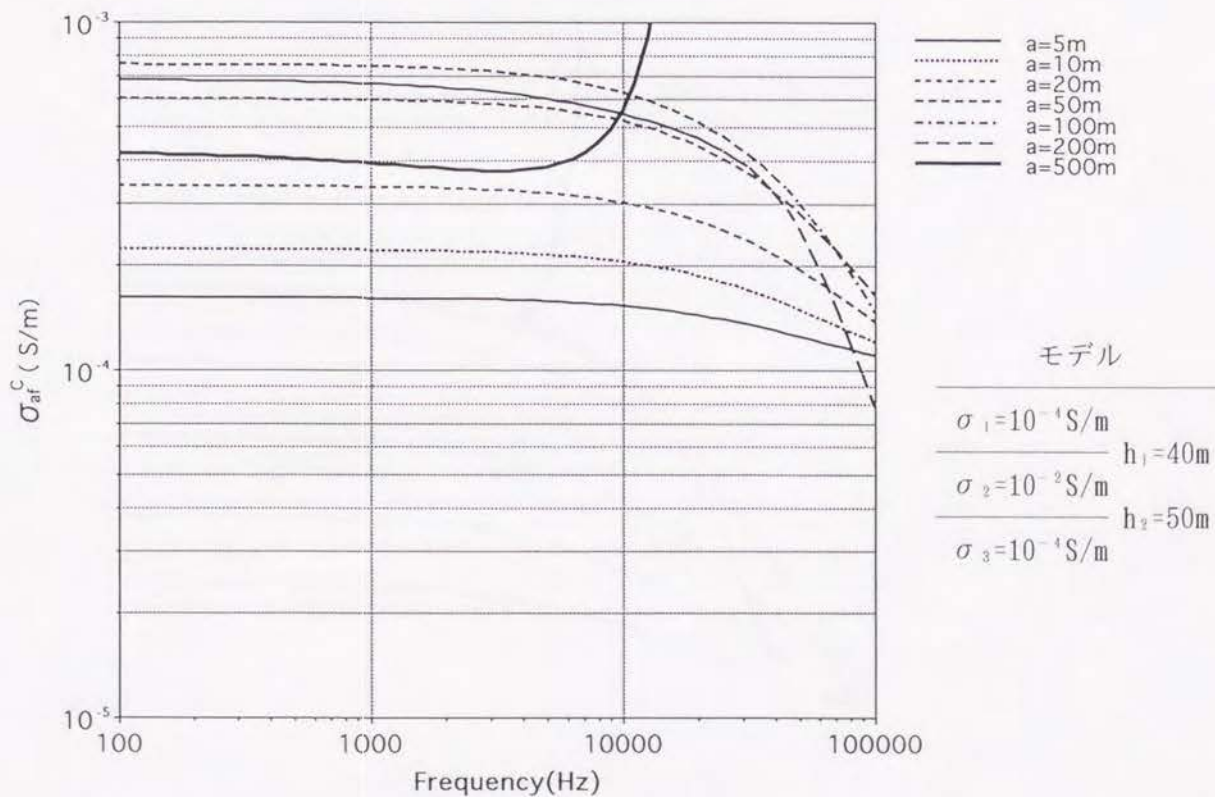


図 2 - 4 (b) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ 10m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af} - f$ 曲線 (円形ループ)

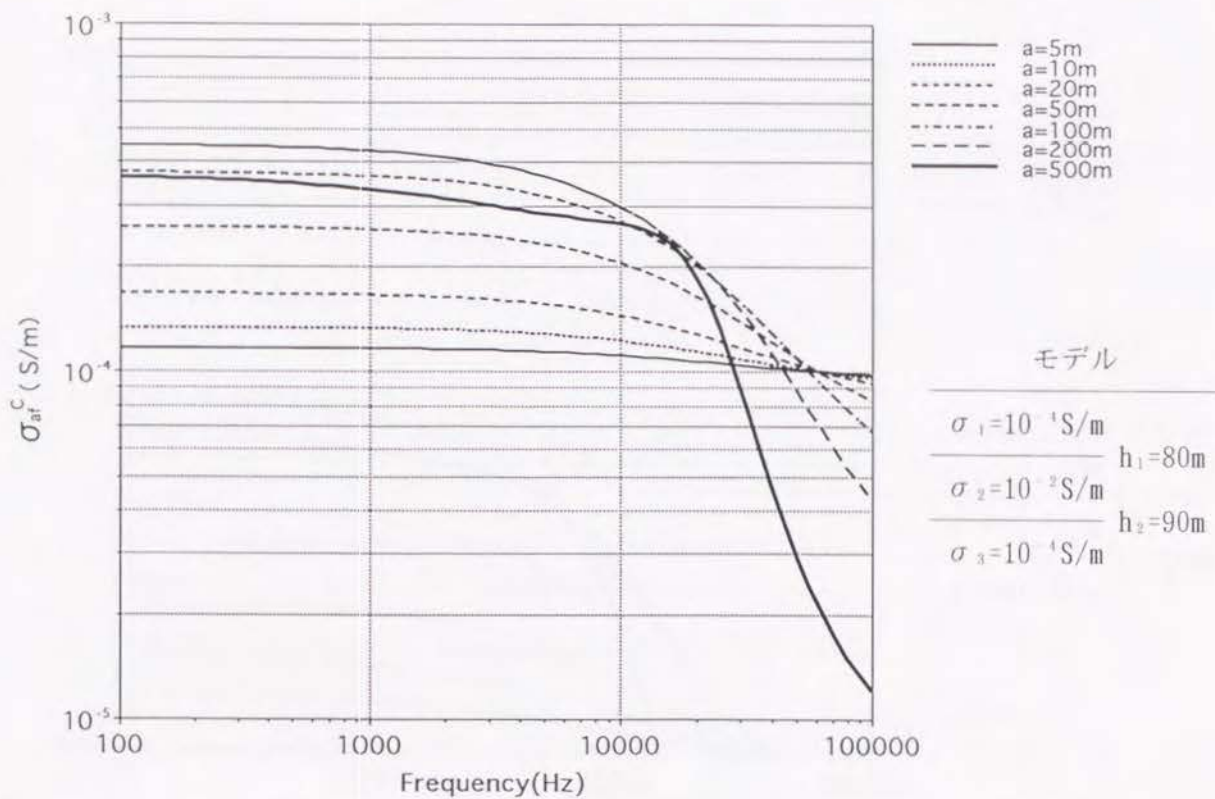


図 2 - 4 (c) 導電率が 10^{-1} S/m の大地に厚さ 10m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af} - f$ 曲線 (円形ループ)

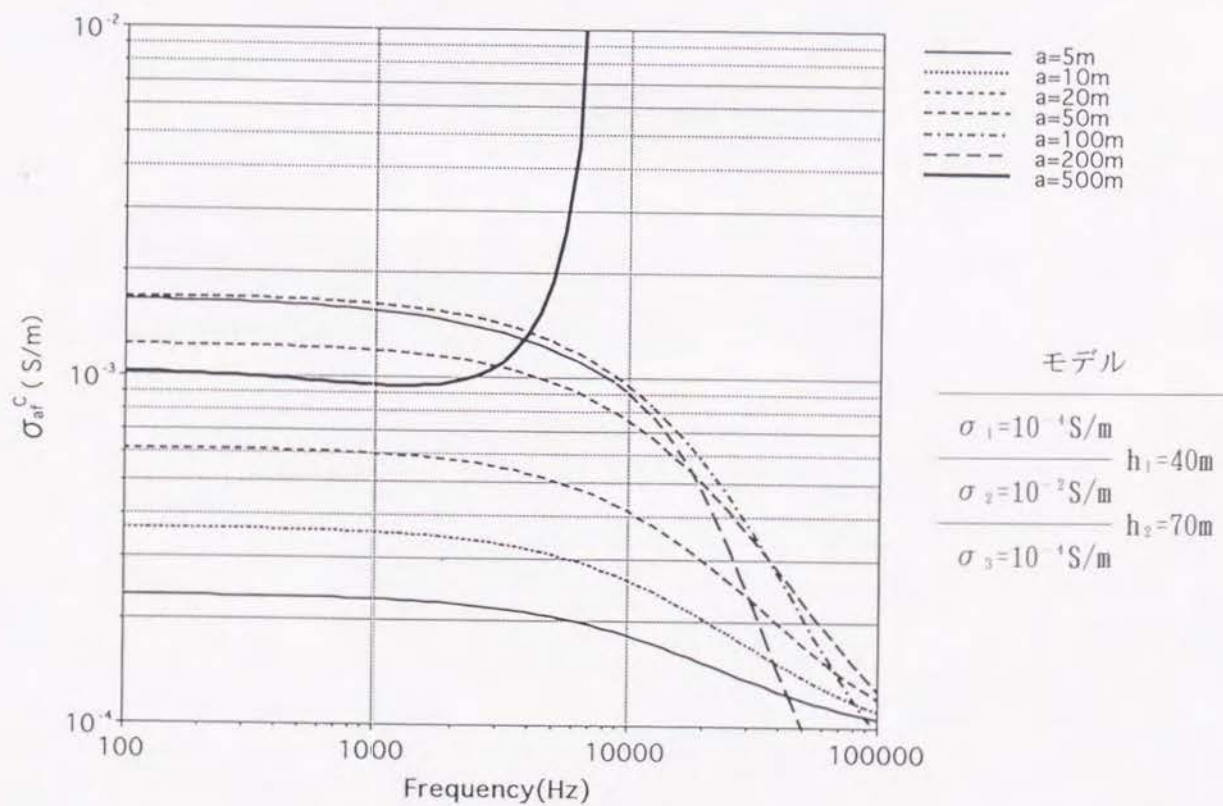


図 2 - 4 (d) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ 30m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af} - f$ 曲線 (円形ループ)

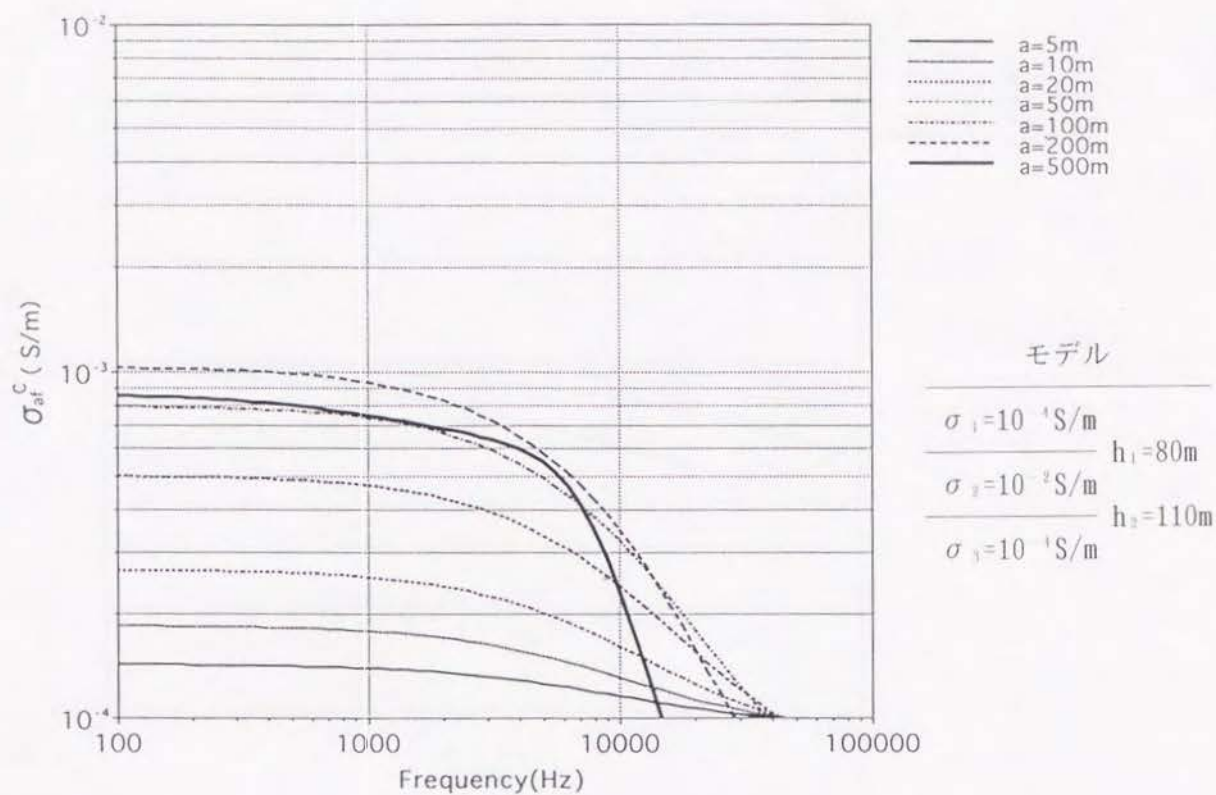


図2-4(e) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ30m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af}-f$ 曲線(円形ループ)

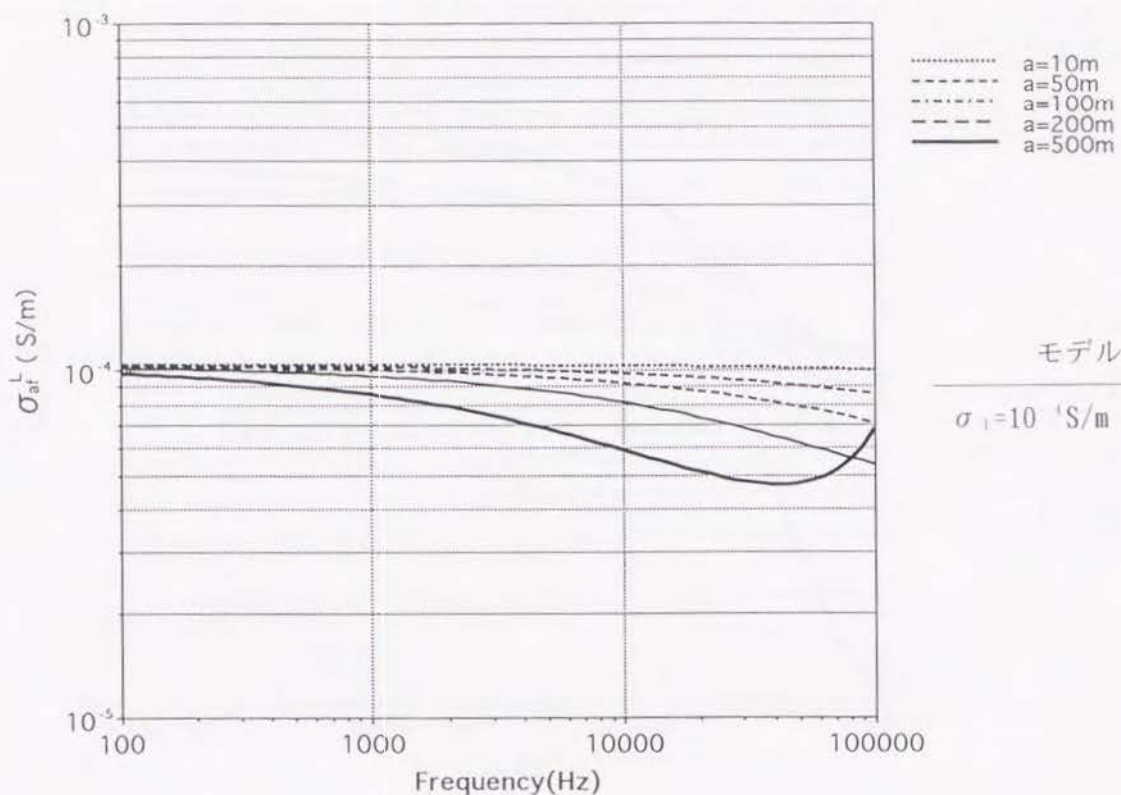


図 2-5 (a) 大地が均質な場合の $\sigma_{af}-f$ 曲線 (正方形ループ)

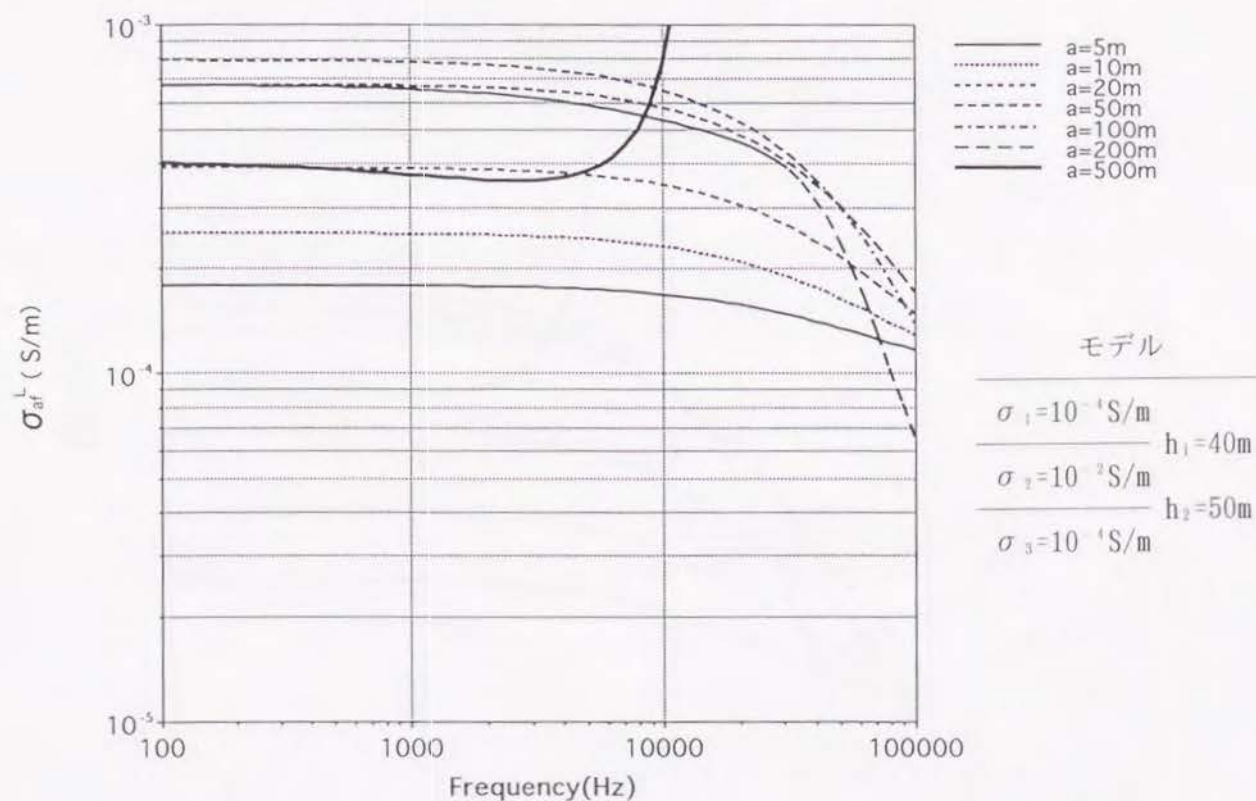


図 2-5 (b) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ 10m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af}-f$ 曲線 (正方形ループ)

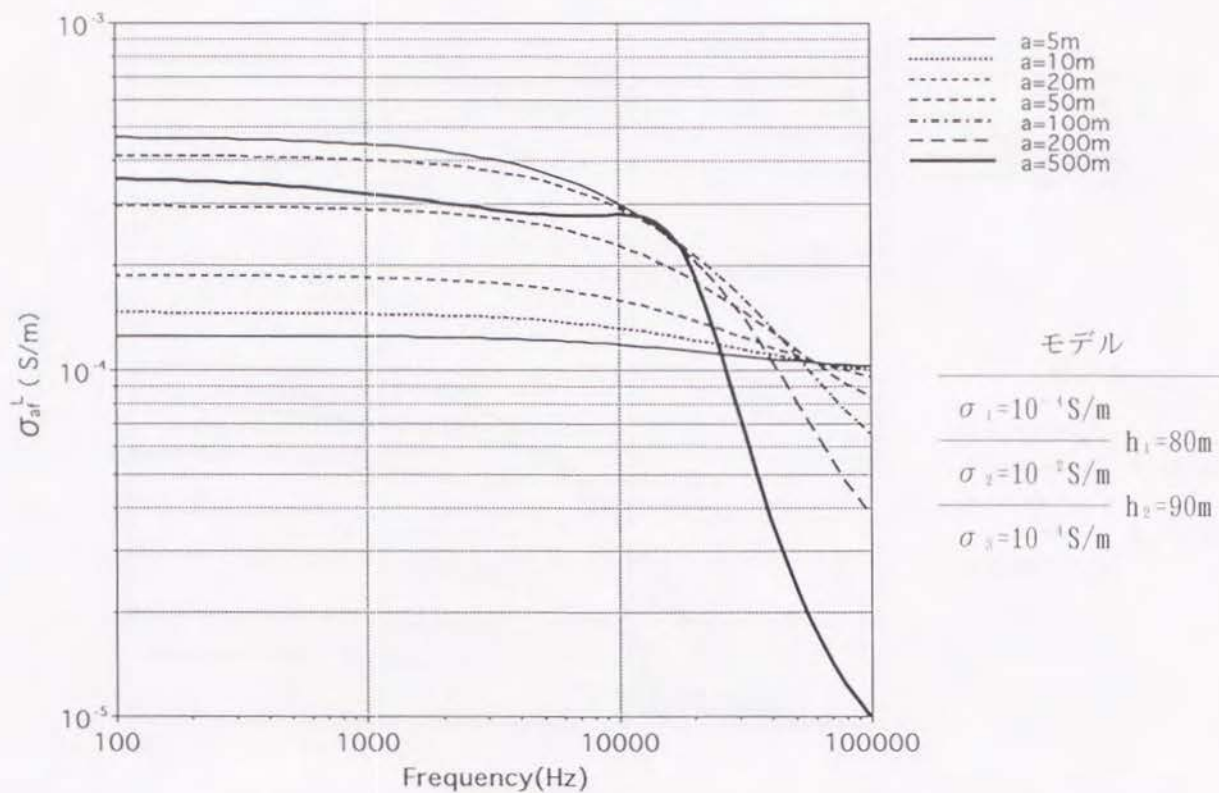


図 2 - 5 (c) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ 10m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af} - f$ 曲線 (正方形ループ)

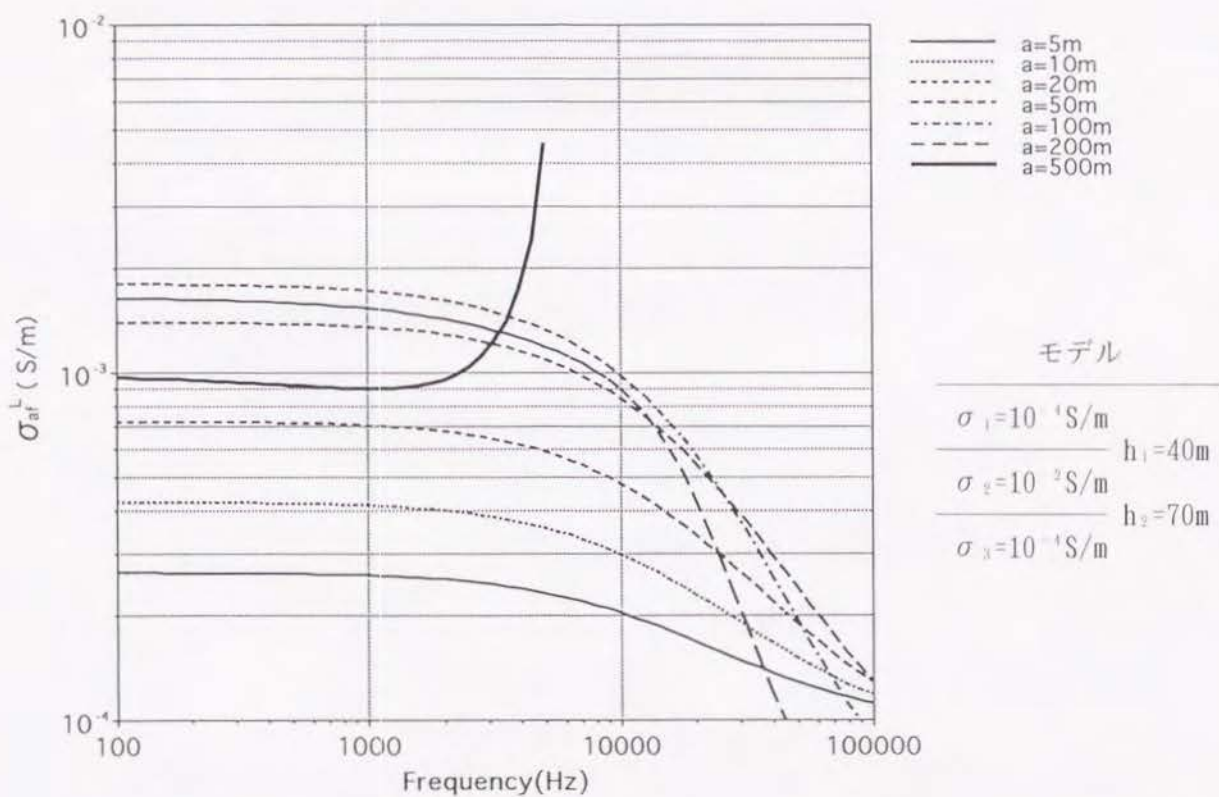


図 2 - 5 (d) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ 30m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af} - f$ 曲線 (正方形ループ)

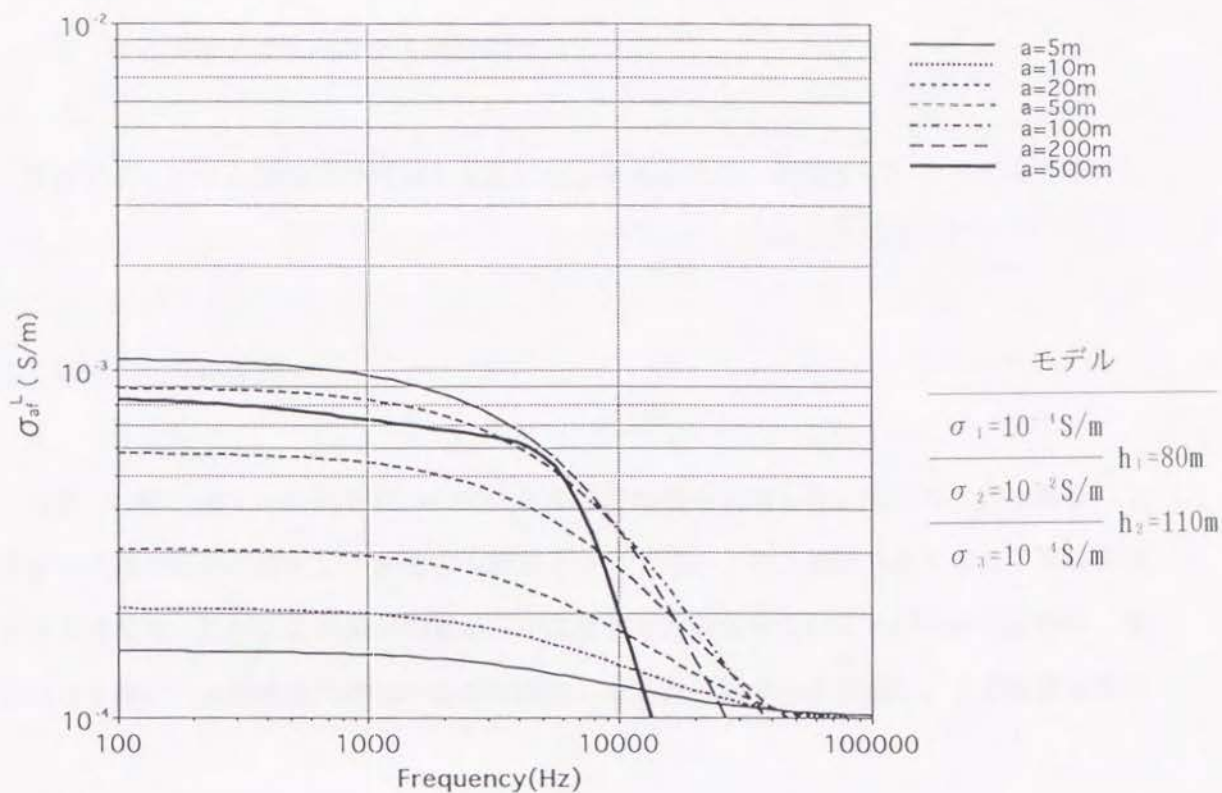


図2-5(e) 導電率が 10^{-4} S/m の大地に厚さ30m, 導電率 10^{-2} S/m の高導電率層が介在する場合の $\sigma_{af}-f$ 曲線(正方形ループ)

2. 3 中心誘導法の室内モデル実験について

前節で示した中心誘導法の理論を実際に確認するために、模型を用いたモデル実験を行った。

2. 3. 1 実験模型

実験には縦・横 1 m、高さ 15 cm のアクリル製の水槽を使用した。当初はこの水槽をコンクリート製の床の上に固定し、水槽中の溶液とコンクリートの 2 層構造とみなして実験を進める予定であったが、この床が均質あるいは層構造とみなせないことがわかったので、木製の台を用いて水槽を床 80 cm の高さに固定し直した（図 2 - 6 参照）。この位置で床の

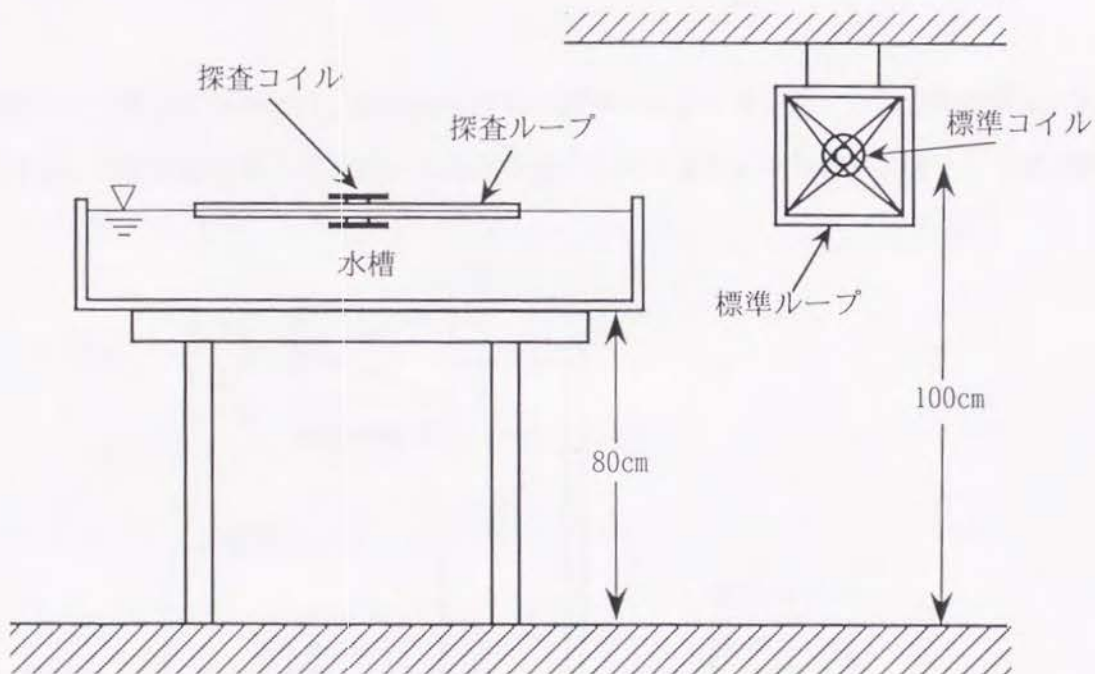


図 2 - 6 実験模型概略図

影響を調べたところ、今回の実験で用いた大きさのループでは問題がないことがわかったので、この実験模型は第 2 層が絶縁物 ($\sigma_2 = 0$) の 2 層構造である。

次に、実験を野外調査の場合の諸条件に対応させるためには、

$$h_{i(r)} / a_{(r)} = h_{i(m)} / a_{(m)} \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \quad (2.70)$$

および、

$$\omega_{(r)} \cdot \sigma_{i(r)} a_{(r)}^2 = \omega_{(m)} \cdot \sigma_{i(m)} a_{(m)}^2 \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (2.71)$$

が成り立つように実験模型の各値を定めなければならない（透磁率はすべて真空中の透磁率に等しいと仮定している）。ただし、添え字の(r) および(m) はそれぞれ野外の場合と模型の場合とを表している。例えば、 $\sigma_{1(r)} = 10^{-2} \text{S/m}$ 、 $\sigma_{2(r)} = 10^{-4} \text{S/m}$ 、 $h_{1(r)} = 15 \text{m}$ の 2 層構造において、 $a_{(r)} = 20 \text{m}$ のループおよび $1 \text{kHz} \sim 10 \text{kHz}$ の周波数を用いて測定を行った場合を考える。いま、 $\sigma_{i(r)} / \sigma_{i(m)} = 1/500$ および $h_{i(r)} / h_{i(m)} = a_{(r)} / a_{(m)} = 100$ とすれば、模型の各値は $\sigma_{1(m)} = 5 \text{S/m}$ 、 $\sigma_{2(m)} = 0.05 \text{S/m}$ 、 $h_{1(m)} = 0.15 \text{m}$ となり、 $a_{(m)} = 0.2 \text{m}$ のループおよび $20 \text{kHz} \sim 200 \text{kHz}$ の周波数を用いて実験を行えばよいことになる。

2. 3. 2 測定回路および測定装置

位相差の測定法については、その標準信号の取り方によっていろいろな方法が提案されているが、今回は標準ループを用いる方法を採用した（清野ら，1957）。図 2-7 は実験

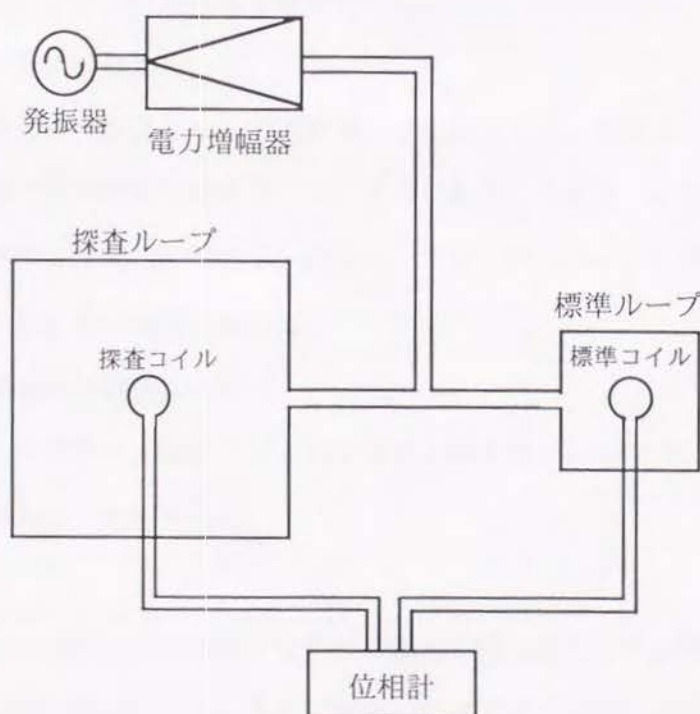


図 2-7 測定系統図

に使用した測定装置の測定系統図である。測定しなければならないのは一次磁界と測定磁界の位相差であるが、いま2つあるループの一方を模型から十分離し床や壁の影響を受けないように配慮すれば、このループが作る磁界は一次磁界と同相であるとみなすことができる。このループを標準ループと名づける。標準ループは探査のために地表に設置される探査ループと直列に接続される。また、それぞれのループが作る磁界を検出するためのコイルを標準コイルおよび探査コイルと名づける。次に、各装置について簡単に説明する。

(1) 発振器

WAVETEK 社製 178型プログラマブル・ファンクション・シンセサイザで周波数範囲は $1\ \mu\text{Hz} \sim 50\text{MHz}$ であり、信号の高調波は 500kHz 以下では -40dB 以下である。

(2) 電力増幅器

トリオ社製DCパワーアンプ L-08Mで周波数特性は $\text{DC} \sim 500\text{kHz} (-3\text{dB})$ 、出力は $250\ \text{W}$ ($8\ \Omega$ 負荷・ $1\ \text{kHz}$ 正弦波) である。

(3) 位相計

DRANETZ 社製305C型位相計で測定可能周波数は $2\ \text{Hz} \sim 700\ \text{kHz}$ 、位相差分解能は 0.01° であり、その確度は $50\text{Hz} \sim 50\text{kHz}$ の間では $\pm 0.05^\circ$ 以内、他の周波数では $\pm 0.25^\circ$ 以内である。この位相計は他の位相計に比べノイズに強く、また応答速度が非常に速いというすぐれた特長を有している。

(4) 標準ループおよび探査ループ

ループは製作の容易さから正方形ループを採用した。標準ループは実験模型から十分離し、また床や壁の影響を受けないように配慮して床上 1m に固定した(図2-6)。標準ループの a は 0.2m である。探査ループは a が 0.1m 、 0.15m 、 0.2m 、 0.25m 、 0.3m 、 0.35m の6種類を用いた。

(5) 標準コイルおよび探査コイル

各コイルはアクリル製のボビンにエナメル線を巻いたもので、直径が 21mm 、高さが 6mm 、巻数は 126 回である。

なお、水槽中の溶液がない状態で位相差の測定を行ったところ、測定された位相差は位相計の精度内の微小値であった。また、測定中は探査コイルの出力電圧が 200mV 程度になるように発振器の出力を調節した。この時ループの回路には $1 \sim 2\ \text{A}$ 程度の電流が流

れるが、見掛導電率の計算にあつては電流値は必要でない。

2. 3. 3 実験結果および考察

正方形ループの場合は周波数 f が十分小さな範囲で (2.61) 式が成り立つので、それぞれの a について周波数 f を下げながら位相差 ϕ を測定し、(2.61) 式の右辺の収束値を求めれば、その値がそれぞれの a に対する見掛導電率である。

水槽中の溶液の導電率 σ_1 が 4.7S/m、 h_1 が 14cm の時の σ_a の値をプロットしたのが図 2-8 である。 σ_a の値は周波数 f が低くなると一定値に収束し、また σ_a が収束したとみなせる周波数は a が大きくなるほど低い値となり、数値計算から予測された結果と一致している。

図 2-8 より得られた見掛導電率 σ_a と a の関係を $\sigma_a - a$ 曲線として描いたものが図 2-9(a) である。これは比抵抗垂直探査法の場合の $\rho_a - a$ 曲線に相当する。

解析は $\sigma_a - a$ 曲線を (2.59) 式と比較するとによって行う。第 1 層の導電率 σ_1 は (2.59) 式より、 $a \ll h_1$ (h_1 は第 1 層の層厚) の時の σ_a の値で与えられるので、 $\sigma_a - a$ 曲線を左方に延長した時の σ_a の漸近値が σ_1 となる。そこで、図 2-9(a) の $\sigma_a - a$ 曲線を左方に延長し、 σ_1 を図から求めて 4.9S/m とした。次に $(\sigma_a - \sigma_1)$ の値を計算して a との関係を描けば図 2-9(b) が得られる。図中の点線は標準曲線 ($p(t)$ 曲線) であり、 \times 印がこの曲線の原点 (1, 1) の位置である。この点の座標が $2h_1$ および $(\sigma_a - \sigma_1)$ の値を与える。ただし、 $p(t)$ は、

$$p(t) = \frac{1}{2 \ln(\sqrt{2} + 1)} \left[\ln \frac{\sqrt{(1 + 2t^2)} + t}{\sqrt{(1 + 2t^2)} - t} - \frac{1}{t} \tan^{-1} \frac{t^2}{\sqrt{(1 + 2t^2)}} \right] \quad (2.72)$$

である (清野ら, 1956)。これより、

$$\sigma_1 = 4.9 \text{ S/m}$$

$$h_1 = 13 \text{ cm}$$

$$\sigma_2 = -0.6 \text{ S/m}$$

という解析結果が得られた。今回用いた実験模型は第 2 層が絶縁物であるのでその導電率は無限に小さいわけであるが、解析結果は -0.6 S/m となっている。これは、水槽が有限

の広がりしか持っていないため、 a が大きなループの測定値に水槽壁の影響が現れたことによるものと考えられる。

以上、「ループの中心の垂直磁界と一次磁界との位相差を ϕ とすれば、 $f \rightarrow 0$ で $\tan \phi / f$ の値が一定値に収束する」という中心誘導法の理論を実験で確認できた。さらに、実験で得られた見掛導電率を標準曲線を用いて解析した結果、得られた各層の導電率や層厚は実験模型のそれと非常によい一致を示し、位相差が正確に測定されていることが確認できた。

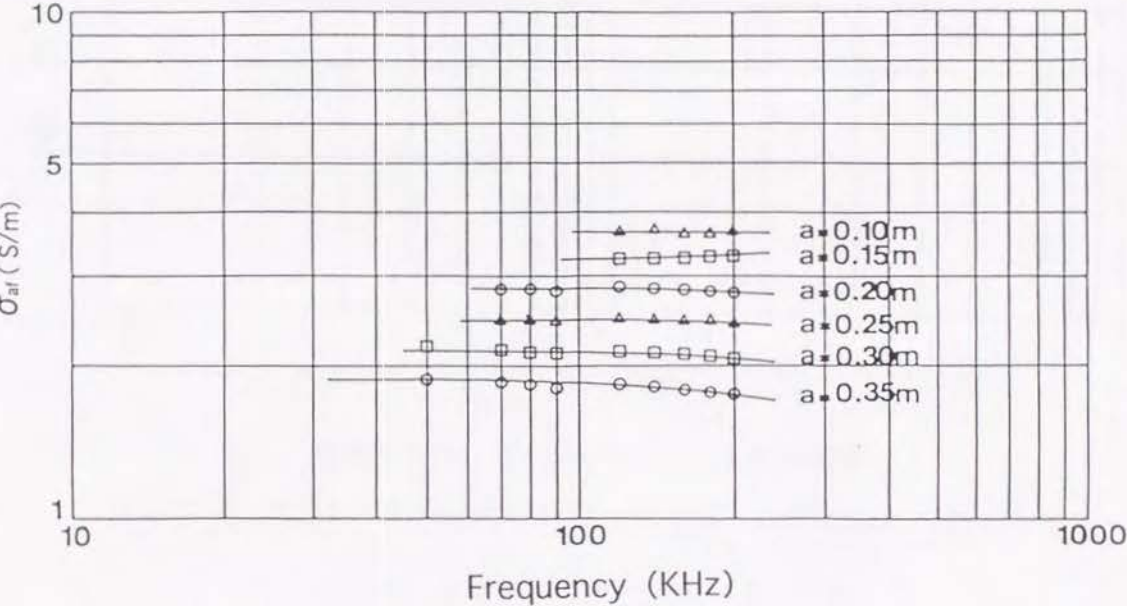


図 2 - 8 $\sigma_{af} - f$ 曲線

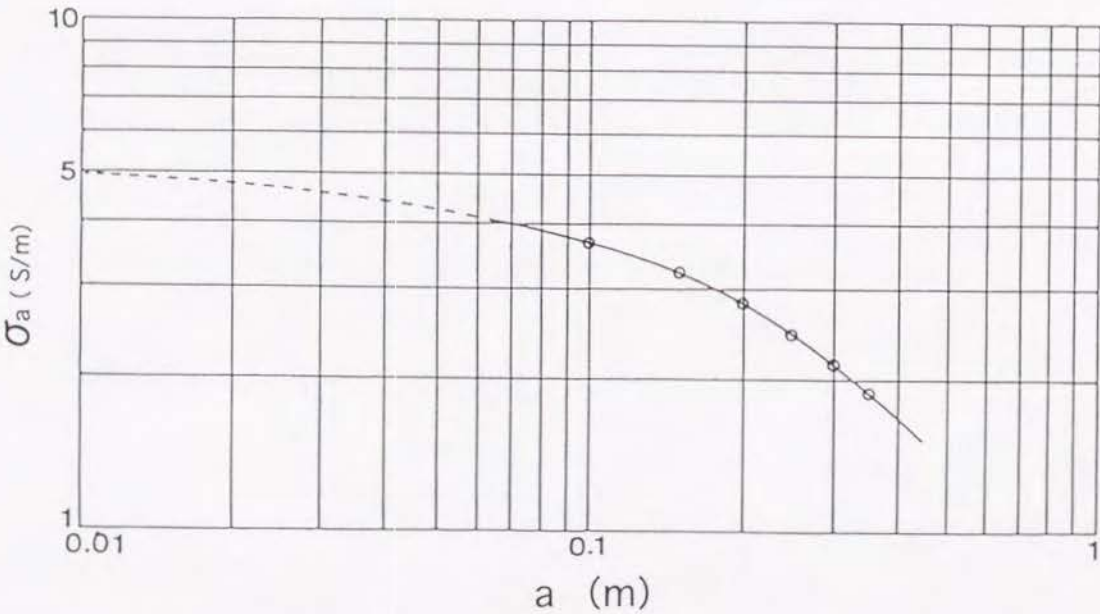


図 2 - 9 (a) $\sigma_a - a$ 曲線

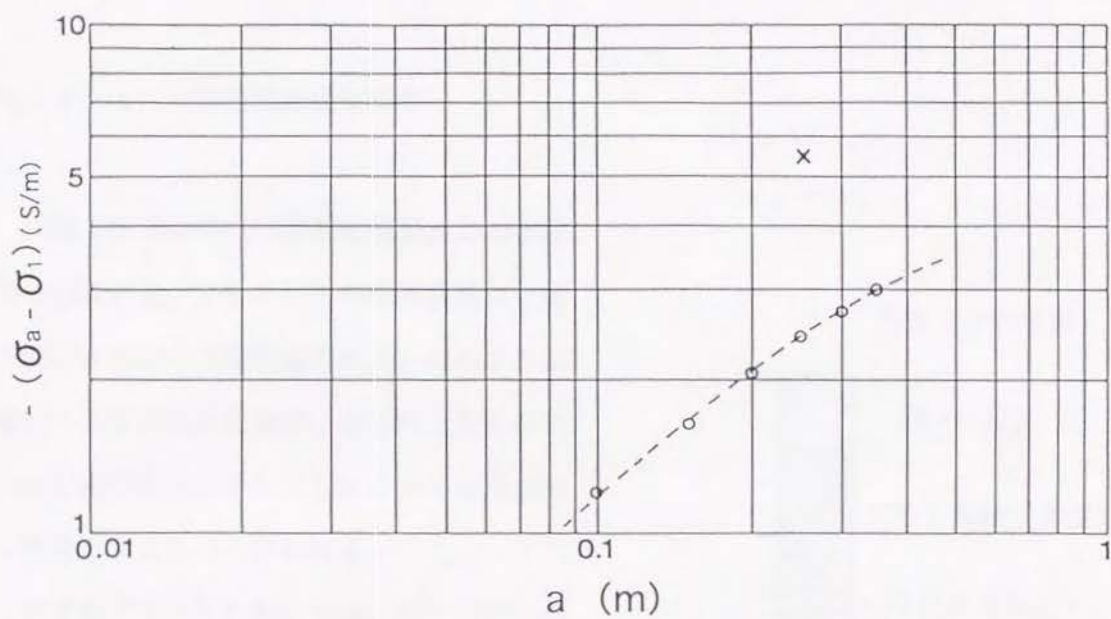


図2-9(b) $(\sigma_a - \sigma_1)$ と a との関係

2. 4 中心誘導法の野外実験について

前節までの成果を踏まえて中心誘導法の野外実験用システムを試作し、京都大学北部構内にある農学部グラウンドにおいて野外実験を行ったので、その結果について述べる。

2. 4. 1 実験区域の地質概要

京都大学北部構内は京都盆地東北部の平坦地に位置する。このあたりの地質構成は、最下部が古生層の基盤岩類であり、その上部に鮮新～更新統の大坂層群、さらに上部更新統の段丘層があり、そしてこれらを沖積層が被って分布するものと思われる。

農学部グラウンドにおいては、昭和57年に体育施設が新設されたが、それに先立って昭和56年9月中旬、ボーリングによる地質調査が行われている。その報告書によればボーリング位置はグラウンドの北東の隅であり、その柱状図は図2-10のようになっている。これより、この地点では深度15mまで砂層や砂れき層が続くことが分かる。

グラウンド内では表土層は客土等により人工的に改良されているものと思われるが、その下はボーリング位置と同じ砂層や砂れき層が存在するものと考えられる。各地層の含水状態に注目すると、深度8.2mまでの各層の含

水状態は小位となっており、その比抵抗はかなり高いことが予想される。次に、深度8.2m以深の各層の含水状態は中位となっており、さらに報告書によれば孔内水位は7.12mから7.30mとなっていることから、この付近に地下水面が存在するものと推定され、この深度を境にして地層の比抵抗が大きく減少することが予想される。従って、実験地域は比抵抗

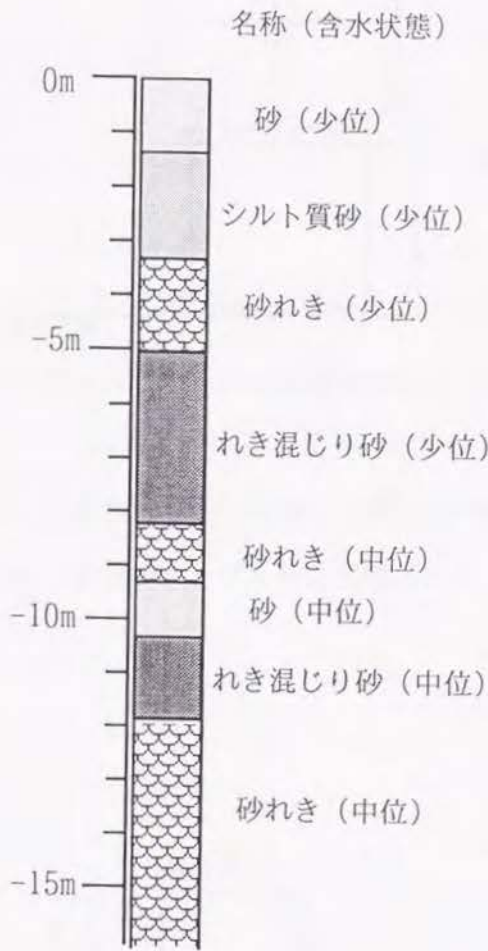


図2-10 地質柱状図

の観点から見ると、表土層を第1層とし第2層の比抵抗が高く第3層の比抵抗が低い3層構造であり、第3層の深度は 7m ～ 8m であると推定される。

2. 4. 2 野外実験における位相差測定法の検討

§ 1 標準ループ法の問題点

室内実験の結果が非常に良好であったので、野外実験においても位相差の測定に標準ループ法を用いる予定で実験の準備を進めた。標準ループの大きさは運搬のことも考え合わせて 1.5m × 1.5m (a=0.75m) のものを製作し、これを高さ 1 m に地面に垂直に固定することとした (図 2-11)。

標準ループ法で位相差を正しく測定するためには、標準ループは探査ループが作る磁界の影響を受けてはならず、従って、野外実験においても標準ループは探査ループから距離を十分離して設置する必要がある。しかし、探査ループと標準ループを結ぶ電線 (以下、

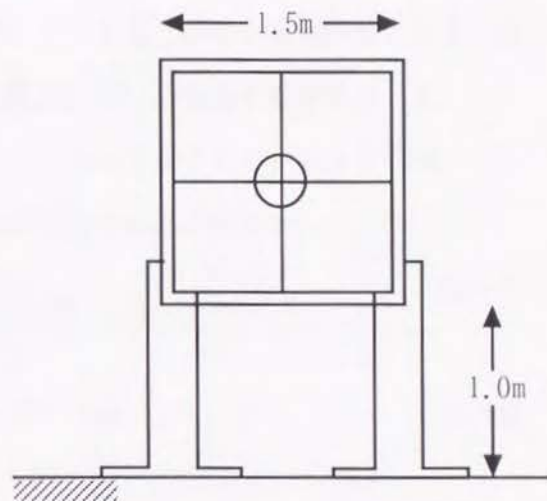


図 2-11 野外実験用標準ループ

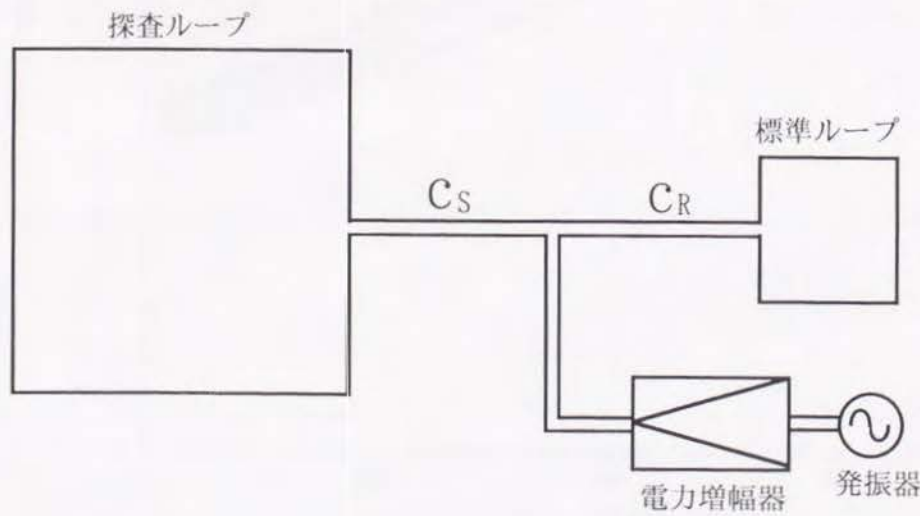


図 2-12 位相差測定用送信ループの回路

接続用電線と呼ぶ) が長くなり、接続用電線が持つ浮遊容量や抵抗が無視できなくなると、標準ループと探査ループに流れる電流が同位相ではなくなり、標準ループが作る磁界が一次磁界と同位相であるとみなせなくなる可能性がある。そこで、京都大学構内の空き地に一辺が 5m の正方形ループ ($a=2.5\text{m}$) を張り、図 2-12 に示した接続用電線 C_s と C_R の長さ l がともに 25m の場合と 50m の場合について位相差 $\phi(l, f)$ を測定し、両者の比較を行った。その結果が図 2-13 で、図中の○印が $l=25\text{m}$ の時の位相差を、*印が $l=50\text{m}$ の時の位相差を表している。両者の値は一致しておらず、接続用電線が長くなると位相差の測定値が大きくなっている。ここで、周波数 f における真の位相差を $\phi(f)$ とすれば、 $l=25\text{m}$ の場合でも $\phi(l=25\text{m}, f) = \phi(f)$ とは考えにくく、 $\phi(l=25\text{m}, f)$ も $\phi(f)$ より大きく測定されていると考えるのが妥当である。従って、

$$\phi(l, f) = \phi(f) + \Delta\phi(l, f) \quad (2.73)$$

と置けば、

$$0 < \Delta\phi(l=25\text{m}, f) < \Delta\phi(l=50\text{m}, f) \quad (2.74)$$

である。

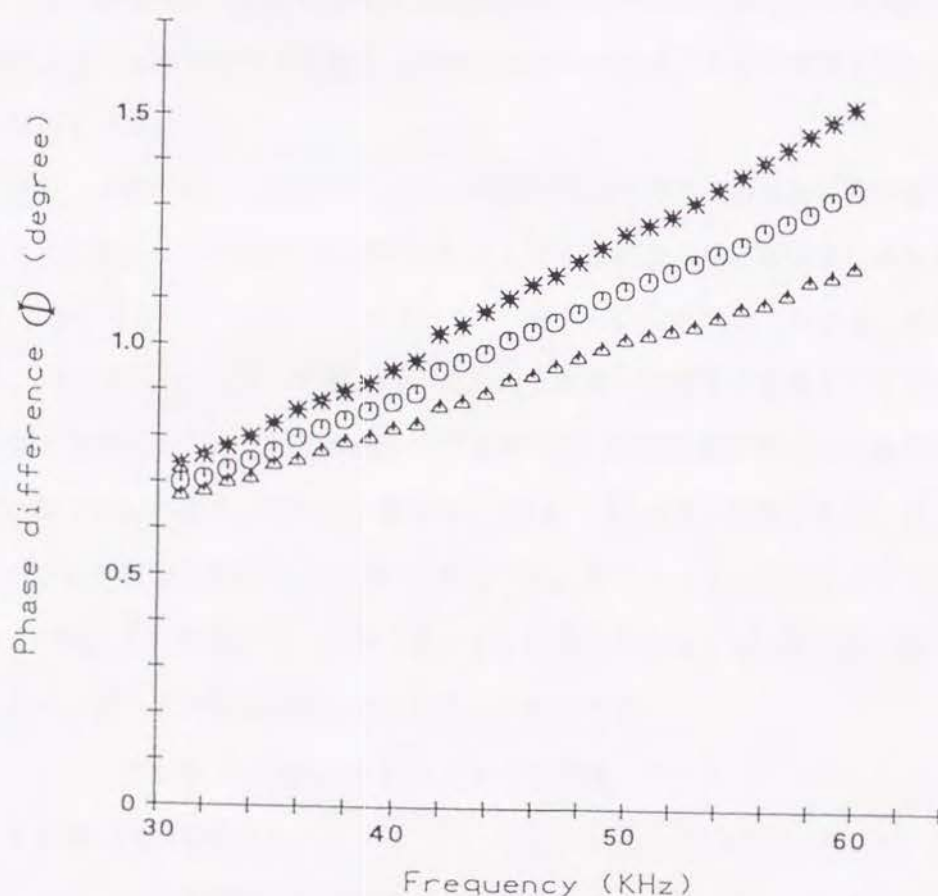


図 2-13 位相差の測定結果

標準ループ法では、標準ループや標準コイルは探査ループが作る磁界の影響を受けてはならないので、探査ループが大きくなるほど標準ループを探査ループから離す必要があるが、距離を離すために接続用電線を長くすれば $\Delta\phi(\ell, f)$ がさらに大きくなることは上述した実験結果から明らかであり、標準ループ法は野外実験に不向きであることが判明した。

§ 2 位相差測定法の改良

§ 1 で述べた欠点を有する標準ループ法の改良を試みた。標準ループと探査ループを結ぶ電線が短ければ測定誤差は小さくなるのだから、標準ループを探査ループに出来るだけ近づけた。しかし、標準ループと標準コイルの大きさがそのままでは探査ループが作る磁界の影響を大きく受けてしまうので、両者を出来るだけ小さくした。実際に製作したものは一次磁界発生用のコイルの直径が 170mm、巻き数は 1 回、一次磁界検出用のコイルの直径が 13mm、巻き数は 260 回のもので、両コイルを同一平面内に軸を一致させて固定し、さらにこれを高さ 80cm の固定台に固定した。この固定台はコイルの角度と方向を調節できるようにしており、探査ループが作る磁界が両コイル面を横切らないように調節可能になっている。

さて、この方法では探査コイルと一次磁界検出用のコイルは各定数が異なっているので、たとえ探査ループが真空中に置かれたとしても位相差の測定値は 0 にはならず必ずある値 $\phi_0(f)$ を持つ。しかし、この $\phi_0(f)$ をあらかじめ求めておけば、測定された位相差 $\phi_m(f)$ から $\phi_0(f)$ を差しひくことにより真の位相差を求めることができる。

§ 1 で述べたものと同じ探査ループを用いて位相差の測定を行った結果が図 2-13 中に△印で示してある。ただし、値は $\phi_m(f) - \phi_0(f)$ の値であり、 $\phi_0(f)$ は標準ループとして製作したループを用いて測定した。図 2-13 における $\phi(\ell=25m, f)$ と $\phi(\ell=50m, f)$ において、 $\Delta\phi(\ell, f)$ があまり大きくない時には、同一周波数における $\Delta\phi(\ell, f)$ は ℓ に比例すると考えられるので、

$$2 \Delta\phi(\ell=25m, f) = \Delta\phi(\ell=50m, f) \quad (2.75)$$

とすれば、(2.73)式より、

$$\begin{aligned} \phi(\ell=50m, f) &= \phi(f) + \Delta\phi(\ell=50m, f) \\ &= \phi(f) + 2 \Delta\phi(\ell=25m, f) \end{aligned} \quad (2.76)$$

となり、一方(2.73)式より、

$$\Delta \phi (\ell=25\text{m}, f) = \phi (\ell=25\text{m}, f) - \phi (f) \quad (2.77)$$

となるので、(2.77)式を(2.76)式に代入することにより、

$$\phi (f) = 2 \phi (\ell=25\text{m}, f) - \phi (\ell=50\text{m}, f) \quad (2.78)$$

が得られる。 $2 \phi (\ell=25\text{m}, f) - \phi (\ell=50\text{m}, f)$ と $\phi_m(f) - \phi_0(f)$ の値を比較したところ両者は非常によい一致を示し、改良型の位相差測定法が野外実験に適した測定法であることが裏付けられた。よって、野外実験にはこの改良型の位相差測定法を用いることにした。

2. 4. 3 測定回路および測定装置

図2-14が今回用いた測定装置の測定系統図である。発振器で得られた正弦波信号は電力増幅器で電流増幅されループに流される。ループのすぐ手前には前述した改良型位相差測定法の一次磁界発生用コイルが接続されており、一次磁界検出用コイルでこの一次磁界を検出する。一次磁界検出用コイルおよび探査コイルで得られた信号は増幅器で増幅された後、フィルターを通して位相計に導かれる。次に、各装置について簡単に説明する。

(1) 発振器

WAVETEK 社製 178型プログラマブル・ファンクション・シンセサイザで周波数範囲は $1 \mu\text{Hz} \sim 50\text{MHz}$ であり、信号の高調波は 500kHz 以下では -40dB 以下である。

(2) パワーアンプ

NF回路設計ブロック製高帯域電力増幅器 ONS-5589 で定格出力は $1\text{kHz} \sim 50\text{kHz}$ で 500W である。

(3) 探査コイル

直径が 140mm 、高さが 70mm 、巻き数は 59 回である。

(4) 前置増幅器と増幅器

前置増幅器は差動入力・差動出力となっており、増幅率は20倍である。ツイストペア線を経由して前置増幅器から増幅器に入った2つの信号はその振幅が互いに等しくなるように調整された後、必要に応じてさらに増幅される。なお、振幅調整の際に回路内で生じるチャンネル間の位相のずれは 0.05° 以内に収まるように設計されている。

(5) フィルター

今回用いたフィルターの周波数特性を図2-15に示す。このフィルターは必要に応じて遮断周波数を3段階に切り換えられるようになっている。

(6) 位相計

DRANETZ 社製305C型位相計で測定可能周波数は2 Hz～700 kHz、位相差分解能は 0.01° であり、その確度は50 Hz～50 kHzの間では $\pm 0.05^\circ$ 以内、他の周波数では $\pm 0.25^\circ$ 以内である。この位相計は他の位相計に比べノイズに強く、また応答速度が非常に速いというすぐれた特長を有している。

なお、前置増幅器、増幅器およびフィルターは今回の実験のために自作したものである。

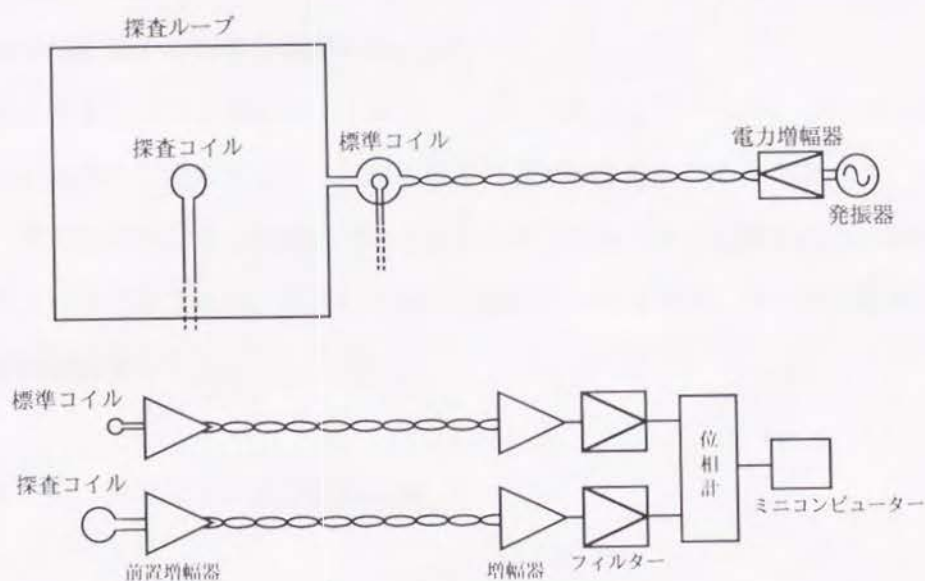


図2-14 測定系統図

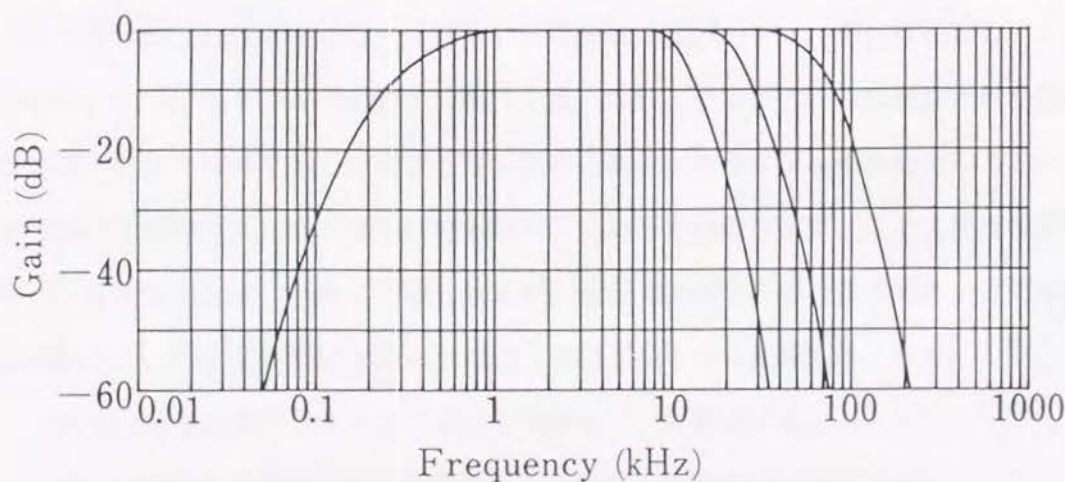


図2-15 フィルターの周波数特性

2. 4. 4 測定方法

グラウンドの中央に測定点を定め、ここに探査コイルを固定した。次に、正方形ループの各頂点の位置を測量によって決定し、ループ用の電線を地面に這わせて固定した。今回の実験で使用したループは a が 3m から 40m までの 9 種類である ($a=40\text{m}$ のループがグラウンド内に張れる最大のループである)。

測定に使用した周波数 f は 40kHz から 5kHz までの 31 種類であり、 f を下げながら位相差 ϕ を測定した。ただし、 ϕ が 0.1° 以下になればそこで測定を打ち切った。測定周波数の下限を 5kHz としたのは、この程度の周波数で σ_{eff} が収束すると当初予想されたためである。なお、測定中は位相計への出力電圧が $600\text{mV}_{\text{rms}}$ 程度になるように電力増幅器の出力および増幅器の増幅率を調節した。

信号に含まれるノイズはフィルターを用いて除去しているが、それでもなお位相計の表示がふらついて位相差を正しく読み取ることが出来ないことがあるので、今回の測定では同一周波数について 100 個のデータをミニコンピューターに取り込み、異常値を除くために大きいほうから 10 個、小さい方から 10 個のデータを省き、残り 80 個を平均したものを位相差の測定値とした。

2. 4. 5 測定結果および解析結果

測定は昭和 59 年 11 月 18 日の日中に行われた。図 2-16 に測定された位相差 ϕ を、図 2-17 は (2.63) 式を用いて求めた σ_{eff} の値をそれぞれプロットしたものである。図 2-17 より a が 15m 以下の場合、今回用いた周波数の範囲内で σ_{eff} がほぼ収束しているのがわかる。 $a=3\text{m}$ および $a=5\text{m}$ の σ_{eff} が少しばらついてはいるが、これは測定された位相差が測定器の精度と比べてあまり大きくないために誤差が大きくなったためである。一方、 a が 20m 以上の場合 σ_{eff} は $f=5\text{kHz}$ でも収束しているとは見なせず、このままでは見掛導電率 σ_a を決定できない。そこで取り敢えず、 a が 20m 以上の場合を外挿によって求めた。この時、 σ_{eff} のモデル計算で明らかになった以下の 2 点に注意した。

- (1) σ_{eff} は周波数を下げると下側から収束値 σ_a に漸近する。
- (2) a が大きくなるほど σ_{eff} が収束したと見なせる周波数は低くなる。

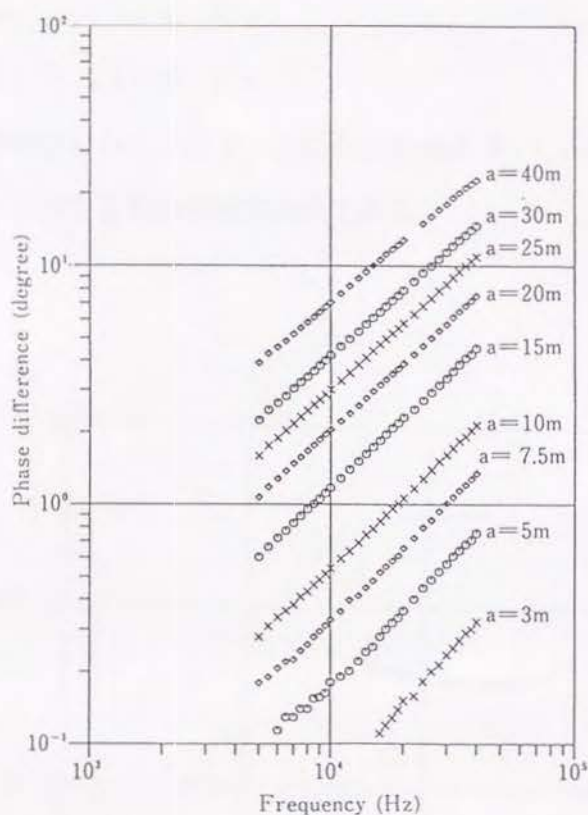


図 2 - 1 6 測定で得られた位相差 ϕ

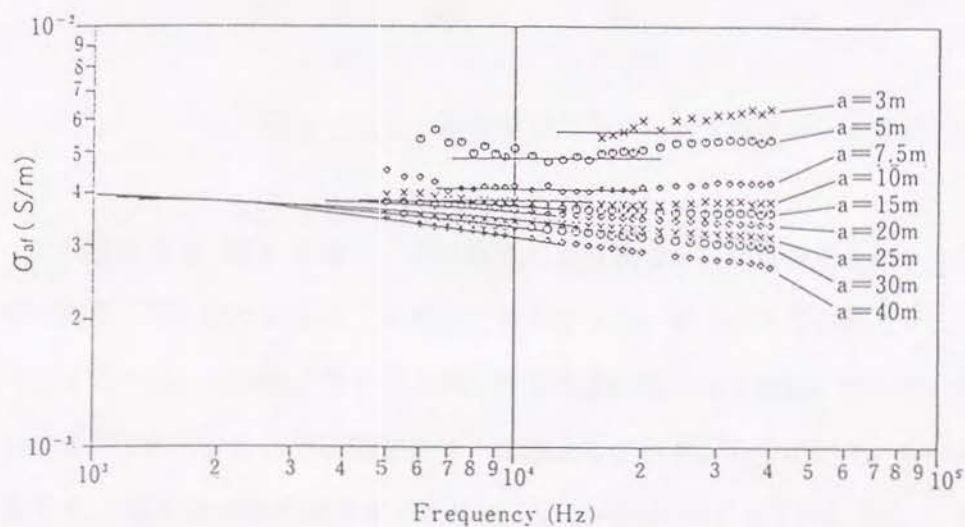


図 2 - 1 7 ϕ より得られた σ_{af}

図 2 - 1 8 中の * 印はこのようなして求めた σ_a をプロットしたものである。この測定値を標準曲線 ((2.72) 式) を用いて解析すると層数は 3 層であり、各層の導電率を σ_1 、層の境界の深さを h_1 とすると、

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 7.4 \times 10^{-3} \text{ S/m} & h_1 &= 2.3 \text{ m} \\ \sigma_2 &= 1.2 \times 10^{-3} \text{ S/m} & h_2 &= 17.3 \text{ m} \\ \sigma_3 &= 5.8 \times 10^{-3} \text{ S/m}\end{aligned}$$

という解析結果が得られた。以下、これを解析構造 (I) と呼ぶ。図 2-18 中の実線は解析構造 (I) に対する見掛け導電率曲線である。

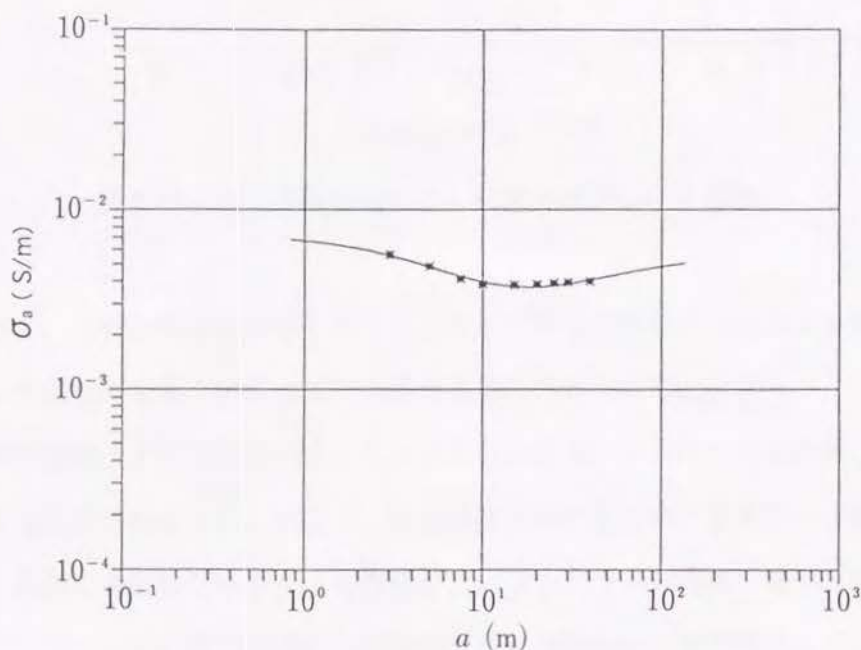


図 2-18 解析構造 (I) に対する $\sigma_a - a$ 曲線

この解析構造 (I) の場合、どの程度の周波数で $\sigma_{a,r}$ が収束するのかを検討するために、解析構造 (I) について $\sigma_{a,r}$ の数値計算を行った。その結果得られた $\sigma_{a,r} - f$ 曲線が図 2-19 である。この図より a が 20m よりも大きい場合は $f=1\text{kHz}$ でも $\sigma_{a,r}$ は収束していないことが分かる。 $\sigma_{a,r}$ が下側から σ_a に漸近していき、その値が σ_a の 95% に達する周波数を f_s 、その時の位相差を ϕ_s とすると、 $a=20\text{m}$ の場合は $f_s=0.4\text{kHz}$ 、 $\phi_s=0.079^\circ$ 、 $a=40\text{m}$ の場合は、 $f_s=0.1\text{kHz}$ 、 $\phi_s=0.087^\circ$ という結果が得られた。このことと現システムの位相差の測定精度を考え合わせると、 a が大きい場合の σ_a の決定は非常に難しいことがわかる。

次に、周波数が高い方に目を向けると、 a が大きい場合、図 2-19 では周波数の増加とともに $\sigma_{a,r}$ がかなり急激に減少しているのに対し、図 2-17 での $\sigma_{a,r}$ の減少は比較的

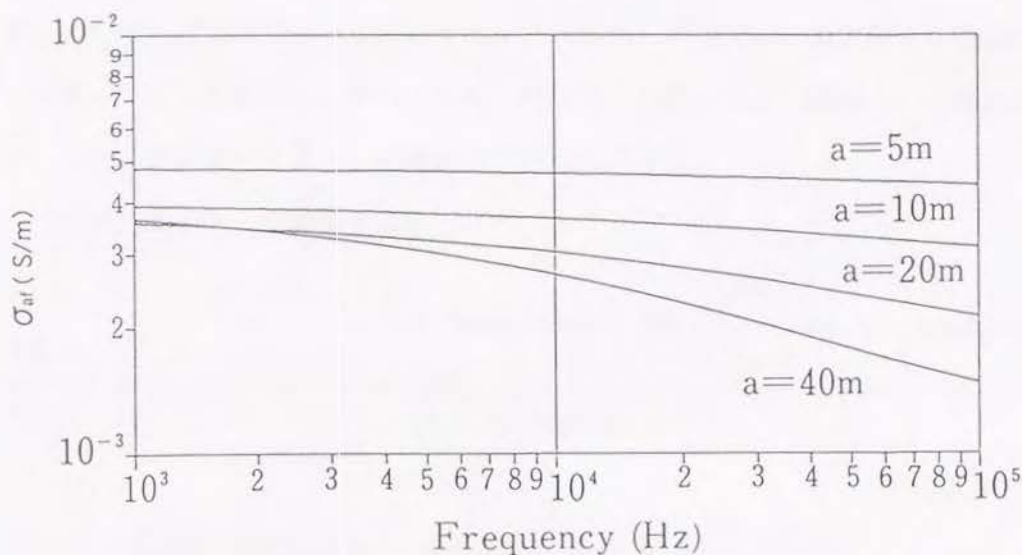


図2-19 解析構造 (I) に対する $\sigma_{at} - f$ 曲線

穏やかである。これは周波数が高くなると、ループ用の電線が持つ浮遊容量等が無視できなくなり、位相差が大きく測定されたためであると考えられる。

さて、解析構造 (I) は外挿によって求めた σ_a を用いたものであるから、高い解析精度を期待することは出来ない。そこで、解析精度を高めるために位相差-周波数領域 ($\phi - f$ 領域) における解析プログラムを作成した。プログラムは非線形最小二乗法を用いた反復解析プログラムで、反復計算の安定化のために Marquardt法を使用している (中川ら, 1982)。この際、最小二乗法の計算に必要なヤコビアン ($\partial \phi / \partial \sigma_i$ および $\partial \phi / \partial d_i$, ただし、 d_i は各層の層厚) は以下の式を用いて計算した。

ヤコビアン ($\partial \phi / \partial \sigma_i$ および $\partial \phi / \partial d_i$) の求め方

位相差 ϕ は、

$$\phi = \tan^{-1} \frac{I_m (H_{0z})}{R_e (H_{0z})} \quad (2.79)$$

であり、

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\frac{\partial I_m (H_{0z})}{\partial x} R_e (H_{0z}) - \frac{\partial R_e (H_{0z})}{\partial x} I_m (H_{0z})}{R_e (H_{0z})^2 + I_m (H_{0z})^2} \quad (2.80)$$

である (x は σ_i または d_i)。よって、 $\partial H_{0z} / \partial \sigma_i$ および $\partial H_{0z} / \partial d_i$ が求ま

れば、(2.80) 式より $\partial \phi / \partial \sigma_1$ および $\partial \phi / \partial d_1$ を計算することができる。そこで、(2.48) 式を微分することになるが、(2.48) 式中で σ_1 および d_1 を含んでいるのは R_0 だけであるから、微分と積分の順序を入れ換えれば、結局この問題は $\partial R_0 / \partial \sigma_1$ および $\partial R_0 / \partial d_1$ を求めることに帰着する。

(2.10) 式を σ_1 で微分すると、

$$\frac{\partial R_{i-1}}{\partial \sigma_1} = \frac{-\frac{j\omega\mu_0 v_{i-1}}{(v_{i-1}+v_i)^2 v_i} \left\{ R_{i-1}^2 \exp(-4d_i v_i) + 2v_i \left[\frac{\partial R_i}{\partial v_i} - 2d_i R_i \right] \exp(-2d_i v_i) - 1 \right\}}{(1 + u_{i-1} R_i \exp(-2d_i v_i))^2} \quad (2.81)$$

となり、(2.81) 式中の $\partial R_i / \partial v_i$ は、

$$\frac{\partial R_i}{\partial v_i} = \frac{\frac{2v_{i+1}}{(v_i+v_{i+1})^2} (1 - R_{i+1}^2 \exp(-4d_{i+1} v_{i+1}))}{(1 + u_i R_{i+1} \exp(-2d_{i+1} v_{i+1}))^2} \quad (2.82)$$

となる。次に、(2.10) 式を d_1 で微分すると、

$$\frac{\partial R_{i-1}}{\partial d_1} = -\frac{2v_i (1 - u_{i-1}^2) R_i \exp(-2d_i v_i)}{(1 + u_{i-1} R_i \exp(-2d_i v_i))^2} \quad (2.83)$$

となる。また、

$$\frac{\partial R_{i-1}}{\partial R_i} = \frac{(1 - u_{i-1})^2 \exp(-2d_i v_i)}{(1 + u_{i-1} R_i \exp(-2d_i v_i))^2} \quad (2.84)$$

となるから、(2.81) 式 (2.82) 式および (2.84) 式より $\partial R_0 / \partial \sigma_1$ を、(2.83) 式および (2.84) 式より $\partial R_0 / \partial d_1$ をそれぞれ求めることができる。

このプログラムを用いてフィッティングを行った結果が図 2-20 である。ただし、先に述べた理由から解析には周波数が低いところのデータを用いた。また、初期モデルは解析構造 (I) とした。図中の各記号は解析に用いたデータを表しており、残差は最大で 0.05° であった。得られた構造 (解析構造 (II)) は、

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 6.99 \times 10^{-3} \text{ S/m} & h_1 &= 1.65 \text{ m} \\ \sigma_2 &= 2.44 \times 10^{-3} \text{ S/m} & h_2 &= 9.57 \text{ m} \\ \sigma_3 &= 5.24 \times 10^{-3} \text{ S/m} \end{aligned}$$

であり、この解析構造 (II) を最終的な解析構造とした。これを導電率を比抵抗に変換し

て柱状図で表したのものが図2-22の(1)である。

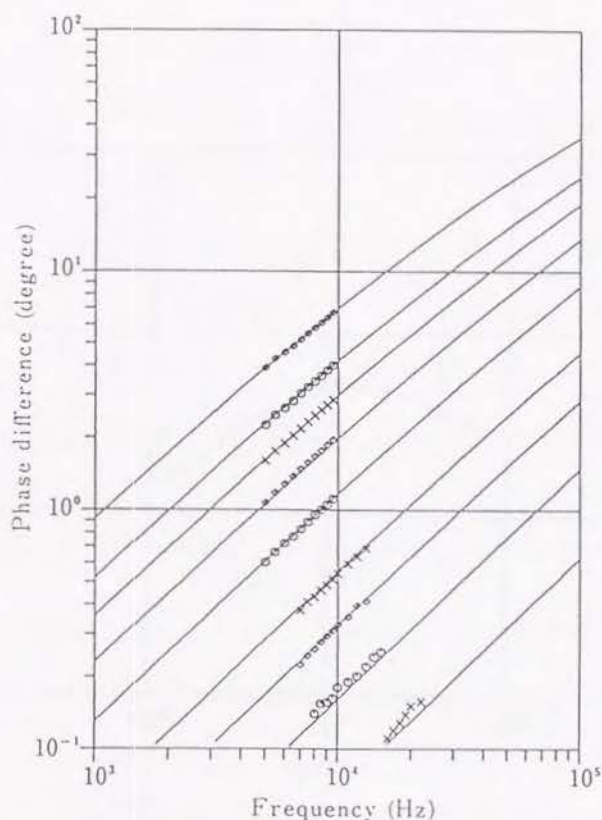


図2-20 ϕ - f 領域におけるフィッティング結果

2. 4. 6 比抵抗垂直探査法による測定結果との対比

同一測定点において比抵抗垂直探査（Wenner電極配置）を行った。図2-21が得られた ρ_a 曲線であり、計算機を用いた反復解析法（長谷川ら，1984）による解析結果が図2-22の(2)である。

中心誘導法と比抵抗法の解析結果を比べると、両者とも第1層の比抵抗が最も低く、第2層の比抵抗が最も高い3層構造であり、地質柱状図から予測された結果と一致している。地層境界の深度についても両者の値はよく一致しており、表土層の厚さは1.5m前後、第2層と第3層の境界の深度は10m前後であることがわかる。これは当初予測された値よりも若干深くなっているが、ボーリング実施日と実験実施日に約3年の開きがあることから、地下水面の深度がこの程度変動することは十分考えられることである。また、今回実験を

行った地域は第1層の比抵抗が最も低く、これは電磁誘導法にとっては最も不利な条件である。第2層の比抵抗の解析結果に差があるのはこのためであると思われる。

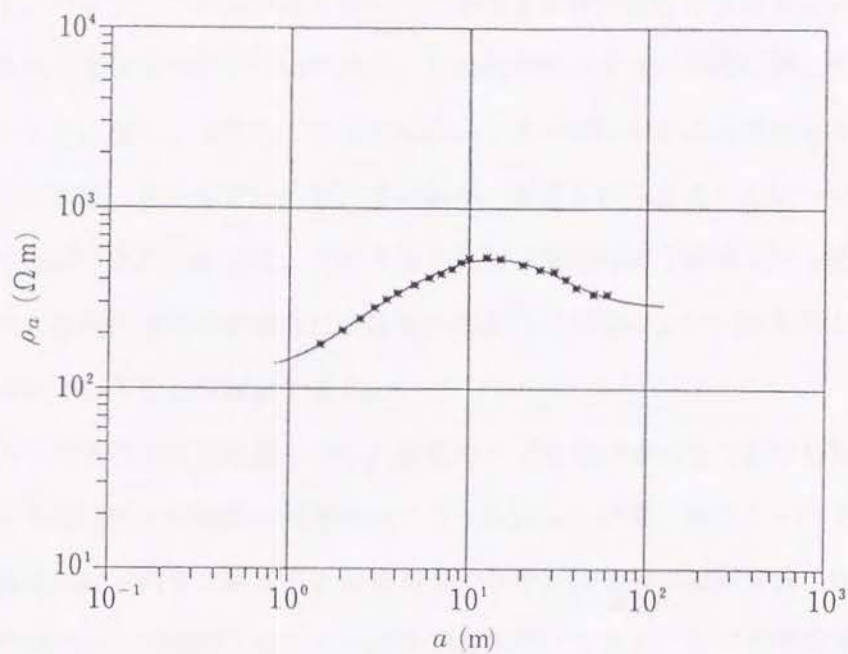
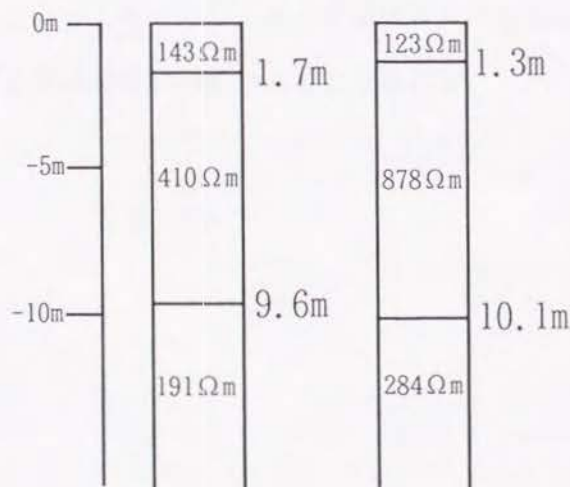


図 2 - 2 1 比抵抗垂直探査による $\rho_a - a$ 曲線



(1) CIM (2) VES (Wenner)

図 2 - 2 2 解析結果の比較

2. 5 結言

周波数領域電磁誘導法の一つである中心誘導法について、その理論および実際の探査における測定法ならびにデータの解析法について論じた。

まず、円形ループおよび正方形ループが作る磁界の解析解より水平 n 層構造の場合の中心誘導法の見掛導電率について論じ、その加算性が任意の層数に対して成り立つことを明らかにした。次に、室内モデル実験を行い「ループの中心の垂直磁界と一次磁界の位相差を ϕ とすれば、 $f \rightarrow 0$ で $\tan \phi / f$ の値が一定値に収束する」という中心誘導法の理論を実験で確認できた。さらに、実験で得られた見掛導電率を標準曲線を用いて解析した結果、得られた各層の導電率や層厚は実験モデルのそれと非常に一致を示し、位相差が正確に測定されていることが確認できた。

室内模型実験では位相差の測定に標準ループを用いる方法を採用したが、野外での測定における適用性を小規模な野外実験により検討した結果、標準ループを用いる方法は野外での測定には不向きであることが明らかになり、改良型の位相差測定法を考案した。この改良型の位相差測定法を用いて京都大学農学部グラウンドにおいて野外実験を行ったが、その解析結果は比抵抗垂直探査法による探査結果ならびにボーリングによる調査結果と非常に一致を示し、改良型の位相差測定法の有効性が確認された。さらに、解析の面では従来の $\sigma - a$ 領域における解析法に加え、 $\phi - f$ 領域における解析法を提案し取得データの解析に利用したが、この解析手法の有効性も同時に確認できた。

野外実験の結果で明らかになった問題点は、ループ用電線が持つ浮遊容量が予想以上に大きかったということであり、さらに規模の大きな測定に際しては、使用する周波数をもう少し下げる等の対策が必要であると思われる。

2. 6 参考文献

- 長谷川, 佐々, 菅野, 吉川, 1984 : VESによる地下水調査について. 物理探査学会昭和59年春季講演会予稿集, p. 94-95
- 清野, 吉住, 谷口, 1956 : 中心誘導法による垂直探査について(1). 物理探査, 第9巻, 第4号, p. 146-150
- 清野, 吉住, 谷口, 1957 : 中心誘導法による垂直探査について(2). 物理探査, 第10巻, 第1号, p. 19-23
- Koefoed, O., Ghosh, D.P. and Polman, G.J., 1972 : Computation of type curves for electromagnetic depth sounding with a horizontal transmitting coil by means of a digital linear filter. *Geoph. Prosp.*, vol.20, p. 406-420
- Koenigsberger, J.G., 1930 : Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde durch Induktion. *Phys. Z.*, vol.31, p. 487-496
- Koenigsberger, J.G., 1939 : Elektrische Vertikalsondierung von der Erdoberfläche aus mit der Zentralinduktionmethode. *Beitr. z. angew. Geophys.*, vol.7, p. 112-161
- Mundry, E., 1967 : The Vertical Magnetic Field of an Alternating Current Dipole for Horizontally Stratified Media. *Geoph. Prosp.*, vol.15, p. 468-479
- Murakami, Y. and Uchida, T., 1982 : Accuracy of the linear filter coefficients determined by the iteration of the least-squares method. *Geophys.*, vol.47, no. 2, p. 244-256
- 中川, 小柳, 1982 : 最小二乗法による実験データ解析. 東京大学出版会
- Nunier, W., 1933 : Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde in verschiedenen Tiefen durch die von einem Kreisstrom induzierten Ströme. *Gerl. Beitr. z. Geophys.*, vol.3, p. 370-391
- 篠崎, 松下, 1976 : 工学のための応用数値計算法入門(下). コロナ社
- Stefanescu, S.S., 1935 : Sur la mesure des résistivités apparentes par la méthode de la spire circulaire. *Beitr. z. angew. Geophys.*, vol.5, p. 182-192
- Stefanescu, S.S., 1936 : Sur les fondements théoriques de la prospection électromagnétique par courant alternatif à très basse fréquence. *Beitr. z. angew. Geophys.*, vol.6, p. 168-201

3. 1 緒言

第3章は時間領域電磁誘導法について行った研究の成果を示したものである。時間領域電磁誘導法では、通常、ループや両端接地の電線に直流電流を流しておき、この電流を急激に遮断することにより誘導される二次磁界の測定値から、地下の導電率の分布を解析する。この場合、二次磁界は一次磁界が存在しない状態で測定できるので、周波数領域電磁誘導法で問題となる一次磁界のキャンセルの必要がなく、さらにスタッキング処理によりS/N比の改善が比較的容易なことから、時間領域電磁誘導法は微小な二次磁界の測定が必要な深部探査に特に有効な手法である。

ただし、測定値は時間とともに減衰する磁界の値であり、この測定値から直接地下の導電率の分布を推定することはかなり困難である。この点について Spiesと Raiche は1ループ法における測定値を見掛導電率に変換する方法を提案するとともに、二層標準曲線を作成した (Spies et al., 1980 ; Raiche et al., 1980)が、彼らの標準曲線にはオーバーシュート・アンダーシュートが見られる。電気双極子をトランスミッターとする場合の過渡応答については Kaufmanらがかなり詳細に研究を行っている (Kaufman et al., 1983)が、彼らが提出した見掛比抵抗曲線は横軸の値が小さくなっても見掛比抵抗が第1層の比抵抗値に収束していない。これは、見掛比抵抗を定義するために用いている磁界の近似式が、時間がかなり大きくなるところで成り立つ近似式であるためである。

本章では、一次磁界源が電気双極子である場合の過渡応答について考察し、測定磁界の過渡応答を見掛導電率に変換する方法ならびに得られた見掛導電率から大地の深度方向の導電率の分布を解析するための手法について検討した。

3. 2節では、水平電気双極子が水平多層構造上に設置された場合の過渡応答の計算方法について議論した後、モデル計算を実施し、過渡応答曲線の性質について検討する。

3. 3節では、測定磁界の過渡応答を見掛導電率に変換する手法を新たに提案するとともに見掛導電率曲線の性質について検討し、その結果に基づき2層標準曲線を提出する。さらに、標準曲線を用いた解析法について検討する。

なお、本章の内容については長谷川 (1985) で公表した。

3. 2 水平電気双極子による大地のステップ応答について

3. 2. 1 逆ラプラス変換と過渡応答

図3-1に示したような水平多層構造の地表に両端が接地された電気双極子が設置されているとする。いま、電気双極子に流れている直流電流を時間 $t = 0$ で切断し、図3-2に示した様な階段状の一次磁界を土地に作用させた場合を考える。

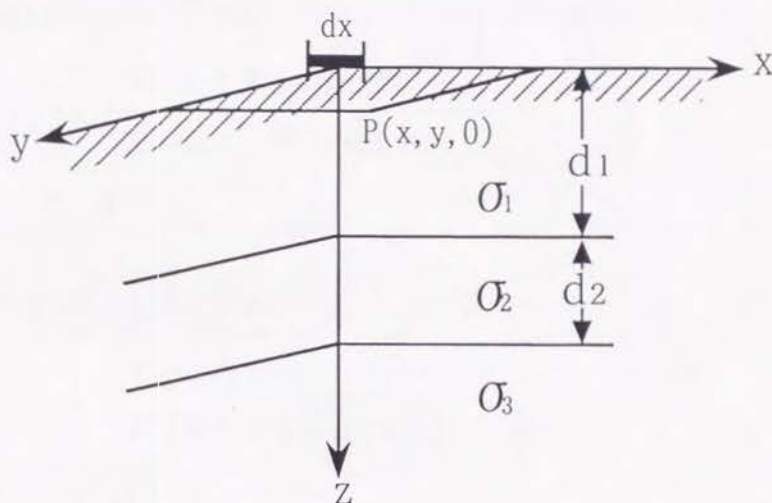


図3-1 水平多層構造上の電気双極子

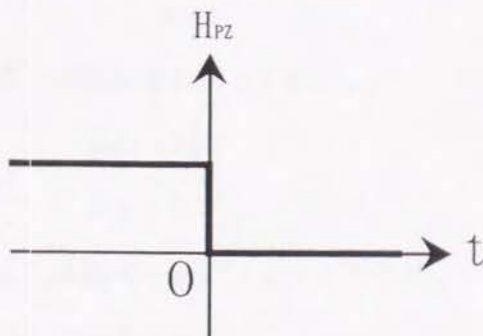


図3-2 一次磁界の波形

過渡応答は周波数領域における定常応答を逆ラプラス変換を用いて時間領域に変換することによって求められる。そこでまず、電気双極子に $I e^{j\omega t}$ ($j=\sqrt{-1}$, ω は電流の角周波数) なる正弦波電流が流れている時の定常応答について考える。なお、第2章では時間因数を $e^{-j\omega t}$ として議論を進めたが、本章では逆ラプラス変換に都合がよい $e^{j\omega t}$ を時間因数とする。この場合、(2.9)式から (2.12) 式に時間因数の変更による修正を施すことにより、各層の導電率が σ_i 、その層厚が d_i である水平 n 層構造の地表の点 $P(x, y, 0)$ における垂直磁界 H_{0z}^* は、

$$H_{0z}^*(\omega) = \frac{I dx \sin \theta}{4 \pi} \int_0^\infty \left[1 + R_0(\lambda, j\omega) \right] J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (3.1)$$

で与えられる。ただし、時間因数 $e^{j\omega t}$ は省略してある。また、(3.1)式中の R_0 は次の漸化式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} R_{i-1} &= \frac{u_{i-1} + R_i \exp(-2d_i v_i)}{1 + u_{i-1} R_i \exp(-2d_i v_i)} \\ R_n &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

ただし、

$$u_{i-1} = \frac{v_{i-1} - v_i}{v_{i-1} + v_i} \quad (3.3)$$

$$v_i = \sqrt{(\lambda^2 + j\omega \mu_0 \sigma_i)} \quad (3.4)$$

$$r = \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad (3.5)$$

$$\sin \theta = y/r \quad (3.6)$$

であり、 μ_0 は真空の透磁率である。(3.1)式は、

$$H_{0z}^*(\omega) = \frac{I dx \sin \theta}{4 \pi r^2} + \frac{I dx \sin \theta}{4 \pi} \int_0^\infty R_0(\lambda, j\omega) J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (3.7)$$

と変形でき、点 P における一次磁界を H_{pz} とすれば、

$$H_{pz} = \frac{I dx \sin \theta}{4 \pi r^2} \quad (3.8)$$

であるから、点 P における二次磁界を $H_z^*(\omega)$ で表せば、

$$H_z^*(\omega) = \frac{I dx \sin \theta}{4 \pi} \int_0^\infty R_0(\lambda, j\omega) J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (3.9)$$

であり、さらに $H_z^*(\omega)$ を一次磁界で規格化したものを $h_z^*(\omega)$ とすれば、

$$h_z^*(\omega) = \frac{H_z^*(\omega)}{H_{pz}} = r^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} R_0(\lambda, j\omega) J_1(r\lambda) \lambda d\lambda \quad (3.10)$$

となる。(3.10) 式中の Bessel 関数を含む無限積分はリニアフィルター法 (Murakami et al., 1982) を用いて数値計算することができ、(3.10) 式のリニアフィルター表現は、

$$h_z^*(\omega) = \sum_m R_0(\lambda_m, j\omega) C_m \quad (3.11)$$

となる。 C_m はリニアフィルター係数、 λ_m は係数 C_m に対する λ の座標である。今回用いたリニアフィルター係数は第 2 章で用いたものと同じものである (表 2-1 参照)。

次に、(3.10) 式あるいは (3.11) 式で与えられた定常応答を逆ラプラス変換を用いて時間領域に変換する。過渡応答を $H_z(t)$ 、これを一次磁界で規格化したものを $h_z(t)$ で表せば、

$$h_z(t) = \frac{H_z(t)}{H_{pz}} = (2\pi j)^{-1} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} F(p) e^{pt} dp \quad (3.12)$$

$$\left. \begin{aligned} F(p) &= \frac{1}{p} - \frac{h_z^*(p)}{p} \\ p &= j\omega \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

である。以後はすべて一次磁界で規格化された磁界 $h_z(t)$ について考察を加えることにする。

3. 2. 2 半無限均質媒質における過渡応答

土地が均質 (導電率 σ) な場合 (3.10) 式は、

$$h_z^*(\omega) = \frac{2}{k^2 r^2} \left\{ 3 - e^{-kr} (k^2 r^2 + 3kr + 3) \right\} \quad (3.14)$$

$$k^2 = j\omega\mu_0\sigma \quad (3.15)$$

と展開できるので (清野ら, 1956)、(3.14) 式を (3.13) 式に代入して逆ラプラス変換 (Campbell et al., 1948) を行えば、過渡応答は、

$$h_z(t) = \left[1 - \frac{3}{2} x \right] \operatorname{erf}(1/\sqrt{x}) + 3\sqrt{x/\pi} e^{-1/x} \quad (3.16)$$

$$x = \frac{4t}{\mu_0\sigma r^2} \quad (3.17)$$

となる。図 3-3 は (3.16) 式をグラフ化したものであり、(3.17) 式を考慮すれば、過

渡応答 $h_z(t)$ は大地の導電率が大きくなるほどゆっくり減衰することがわかる。

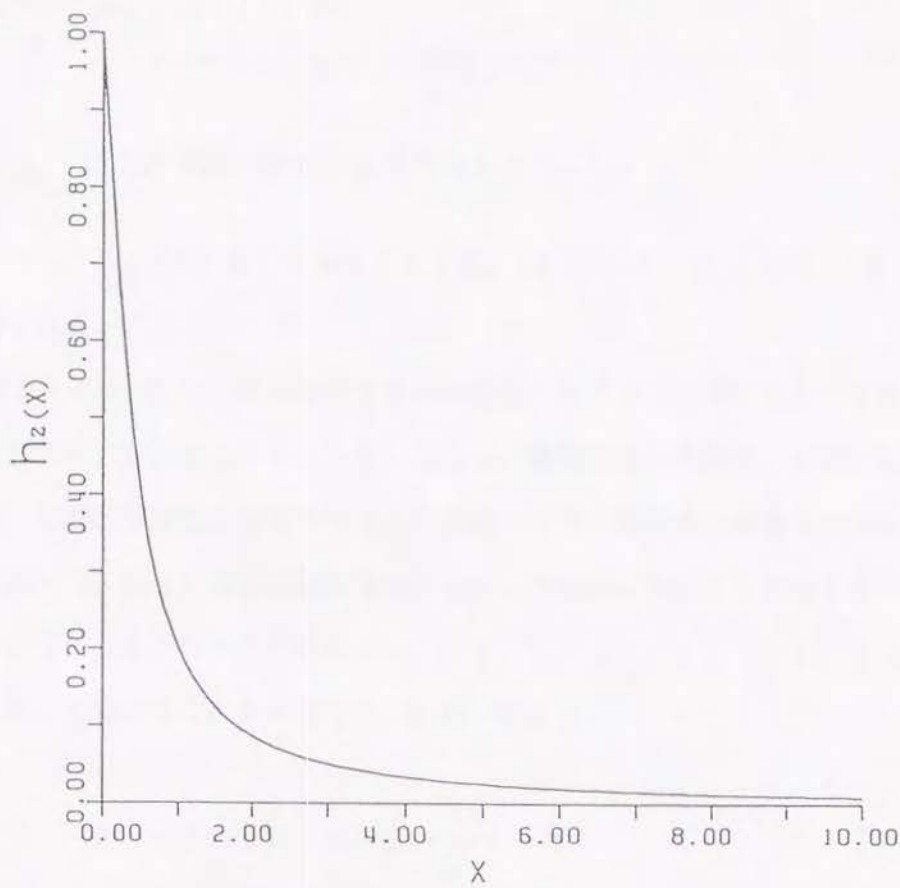


図 3 - 3 半無限均質媒質の場合の過渡応答

3. 2. 3 水平多層構造の場合の過渡応答の計算

大地が均質でない場合は逆ラプラス変換を解析的に行うことはできず、これを数值的に行わなければならない。今回は、この逆ラプラス変換の数値解法として Gaver-Stehfest 法 (Davies et al., 1979 : Knight et al., 1982)を取り上げた。この方法によれば(3.12)式で表される逆ラプラス変換は、

$$\left. \begin{aligned} h_z(t) &\approx \ln 2 / t \sum_{n=1}^N K_n F(p_n) \\ p_n &= n \ln 2 / t \end{aligned} \right\} \tag{3.18}$$

$$K_n = (-1)^{n+N/2} \sum_{k=\lceil (n+1)/2 \rceil}^{m \wedge n(n, N/2)} \frac{k^{N/2} (2k)!}{(N/2-k)! k! (k-1)! (n-k)! (2k-n)!} \tag{3.19}$$

で与えられる。ここで、Nは係数の個数であり偶数でなければならない。逆ラプラス変換

を L^{-1} で表すと、 $L^{-1}(1/p) = 1$ であるから、このことを考慮して (3.13) 式を (3.18) 式に代入すると、 $h_z(t)$ は、

$$h_z(t) \approx 1 - \ln 2 / t \sum_{n=1}^N K_n h_z^*(p_n) / p_n \quad (3.20)$$

となり、(3.20) 式に (3.11) 式を代入すると、

$$h_z(t) \approx 1 - \ln 2 / t \sum_{n=1}^N K_n \left\{ \sum_m R_0(\lambda_m, p_n) C_m \right\} / p_n \quad (3.21)$$

が得られる。

図 3-4 は (3.19) 式を用いてもとめた K_n をグラフに示したものであり、各 N について左から K_1, K_2, K_3, \dots となっており、●印は正の係数を、×印は負の係数を表している。なお、計算には京都大学大型計算機センターの大型計算機を使用し、4 倍精度で計算を行った。図 3-4 の縦軸は対数軸になっており、 N が大きくなると一部の係数の絶対値が非常に大きくなるのがわかる。いま、 $L^{-1}(1/p) (=1)$ を Gaver-Stehfest 法を用いて求めることを考えると (3.18) 式より、

$$L^{-1}(1/p) \approx \sum_{n=1}^N \frac{K_n}{n} \quad (3.22)$$

となる。従って、(3.22) 式右辺の数値計算を行う場合、係数 K_n の大きさのことを考えると、 $N=12$ の場合には倍精度の計算が、 $N=24$ の場合には 4 倍精度の計算が必要になることがわかる。逆にいえば、Gaver-Stehfest 法の場合、計算機の有効桁数に応じて

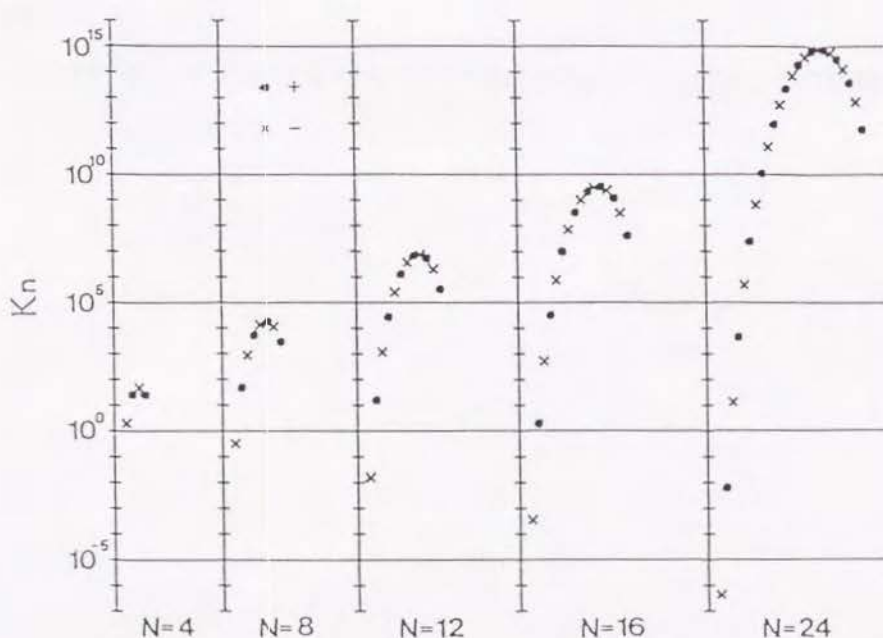


図 3-4 Gaver-Stehfest法の係数 K_n の値の比較

最適な係数の個数 N が存在することになる。また、(3.21)式で表された数値計算を実際に行う場合について考えると、リニアフィルター法による数値積分の有効桁数は係数 K_n の有効桁数よりも小さいので、数値積分と逆ラプラス変換の順序を入れ換えて、

$$h_z(t) \approx 1 - \ln 2 / t \sum_{m=1}^N \left\{ \sum_{n=1}^N K_n R_0(\lambda_m, p_n) / p_n \right\} C_m \quad (3.23)$$

としなければならない。

過渡応答の数値計算に最も適した係数の個数を見つけるために、いくつかの係数を用いて計算精度の検討を行った結果、倍精度計算の場合 $N=12$ の係数を用いると最も精度よく計算が行えることが明らかとなった。表3-1は、 $N=12$ の係数を用いて半無限均質媒質の過渡応答を計算した結果と、(3.16)式から計算される値とを比較したもので、左が数値計算結果、右が理論値である。この表より、 x が大きくなると、すなわち t が大きくなると計算精度が悪くなることがわかるが、 x が 10^3 以下では誤差は0.1%以下であり、 x が 10^4 でも誤差は0.67%である。 $x=10^4$ というのは、大地の導電率を0.01S/m、一次磁界源から測点までの距離を1,000mとした場合、 t が約31秒の場合に相当する。通常の探査において測定の対象となるのは1ミリ秒から数秒程度であるから、倍精度計算で十分精度よく計算が行えることがわかった。以上より、以後の計算はすべて、

(1)倍精度計算

(2)Gaver-Stehfest法の係数の個数は12

(3)リニアフィルター法の係数の個数は61

という条件で行った。

表3-2に $N=8$ 、 $N=10$ および $N=12$ の場合のGaver-Stehfest法の係数の値を示す。

表 3 - 1 Gaver-Sthefest法の計算精度 (N = 1 2)

x	数値計算結果	理論値	誤差 (%)
1.00D-06	0.9999985D+00	0.9999985D+00	0.174D-07
1.00D-05	0.9999850D+00	0.9999850D+00	0.558D-08
1.00D-04	0.9998500D+00	0.9998500D+00	0.266D-07
1.00D-03	0.9985000D+00	0.9985000D+00	-0.990D-06
1.00D-02	0.9850000D+00	0.9850000D+00	0.287D-05
1.00D-01	0.8500414D+00	0.8500177D+00	0.278D-02
1.00D+00	0.2011267D+00	0.2013108D+00	-0.216D-01
1.00D+01	0.9121425D-02	0.9118620D-02	0.308D-01
1.00D+02	0.2995491D-03	0.2996151D-03	-0.220D-01
1.00D+03	0.9513492D-05	0.9511252D-05	0.236D-01
1.00D+04	0.2988689D-06	0.3008883D-06	-0.671D+00
1.00D+05	0.1432542D-07	0.1114478D-07	0.285D+02

表 3 - 2 Gaver-Sthefest法の係数の値

	n	K_n
N = 8	1	-0.333333333333333D+00
	2	0.483333333333333D+02
	3	-0.906000000000000D+03
	4	0.546466666666666D+04
	5	-0.143766666666666D+05
	6	0.187300000000000D+05
	7	-0.119466666666666D+05
	8	0.298666666666666D+04
N = 1 0	1	0.833333333333333D-01
	2	-0.320833333333333D+02
	3	0.127900000000000D+04
	4	-0.156236666666666D+05
	5	0.842441666666666D+05
	6	-0.236957500000000D+06
	7	0.375911666666666D+06
	8	-0.340071666666666D+06
	9	0.164062500000000D+06
	10	-0.328125000000000D+05
N = 1 2	1	-0.166666666666666D-01
	2	0.160166666666666D+02
	3	-0.124700000000000D+04
	4	0.275543333333333D+05
	5	-0.263280833333333D+06
	6	0.132413870000000D+07
	7	-0.389170553333333D+07
	8	0.705328633333333D+07
	9	-0.800533650000000D+07
	10	0.555283050000000D+07
	11	-0.215550720000000D+07
	12	0.359251200000000D+06

3. 2. 4 モデル計算結果

以下にGaver-Stehfest法を用いてもとめたモデル計算結果を示す。ただし、一次磁界源から測点までの距離 r はすべて $1,000\text{m}$ とした。

図3-5は2層構造の場合のモデル計算結果であり、第1層の導電率を 0.01S/m 、層厚を 500m とし、第2層の導電率を変化させた時の過渡応答を示したものである。なお、横軸の時間は図3-2に示した t に対応している。図3-5に示す曲線1は第2層の導電率が第1層の導電率と同じ 0.01S/m の場合であり、曲線2は第2層の導電率が 0.1S/m 、曲線3は第2層の導電率が 0.001S/m の場合の計算結果である。これらの曲線を対比してみると、 t が小さなところでの過渡応答曲線は均質の場合の過渡応答曲線（曲線1）と一致しているが、 t が大きくなるに従って減衰の仕方に差が現れ始め、曲線2は大地が均質でその導電率が 0.1S/m の場合の過渡応答曲線（曲線2h）に、曲線3は大地が均質でその導電率が 0.001S/m の場合の過渡応答曲線（曲線3h）に、それぞれ漸近していくことがわかる。これより、 t が小さなところでの過渡応答は浅部の情報をより多く含んでおり、 t が大きなところでの過渡応答曲線は深部の情報をより多く含んでいることがわかる。

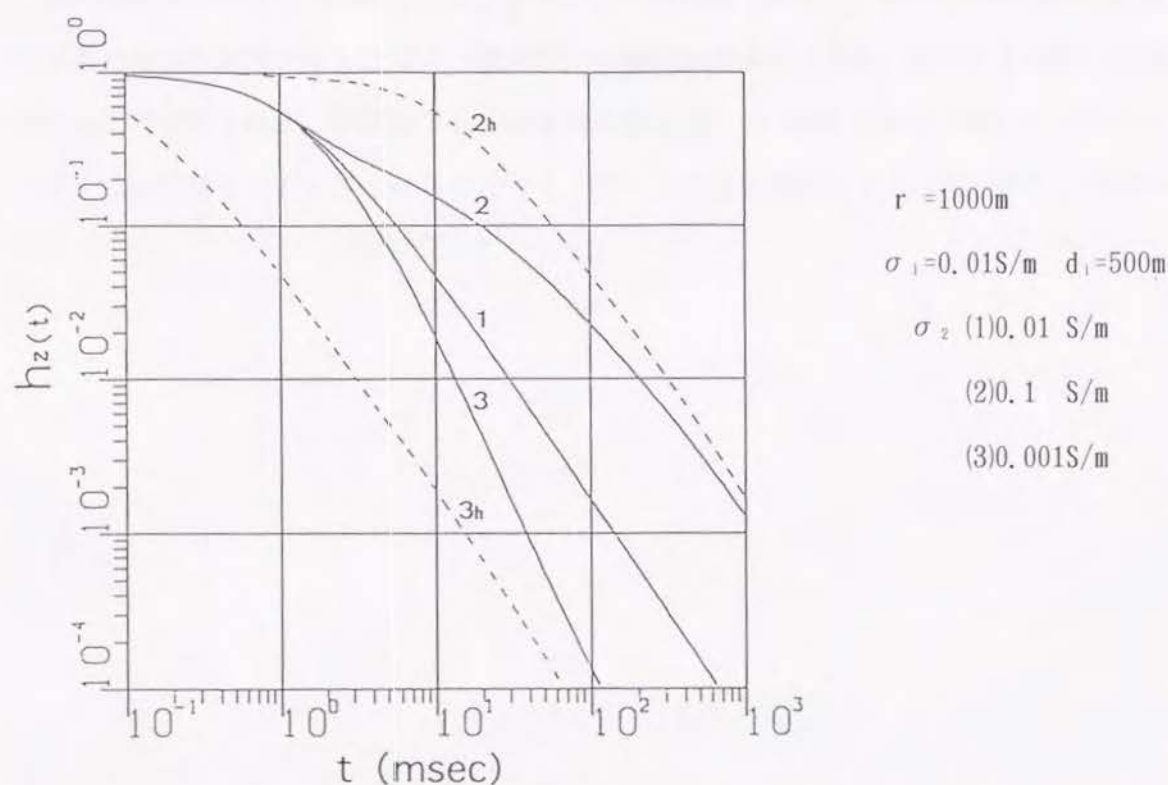
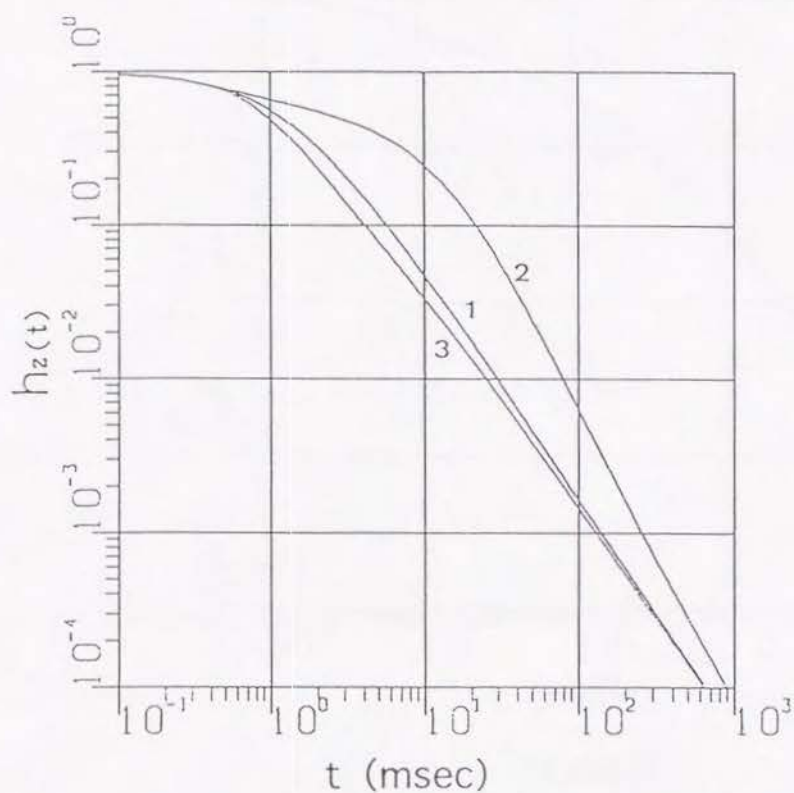


図3-5 2層構造の場合の過渡応答曲線

図3-6および図3-7は導電率が 0.01S/m の土地に導電率が異なる中間層（深さ 250m 、層厚 250m ）が介在する場合の計算結果である。図3-6には中間層の導電率を上下層と同一の 0.01S/m （曲線1）としたものと、 0.1S/m （曲線2）とした場合、および 0.001S/m （曲線3）とした場合の過渡応答を、図3-7には中間層の導電率を上下層と同一の 0.01S/m （曲線1）としたものと、 1S/m （曲線2）とした場合、および 0.0001S/m （曲線3）とした場合の過渡応答をそれぞれ示してある。図3-6と図3-7を比較すると、中間層の導電率が上下層の導電率よりも大きな場合は、その導電率が異なると曲線の形が大きく変化するが、逆に中間層の導電率が小さな場合はその変化が小さく、特に導電率が 0.001S/m からその10分の1の 0.0001S/m になっても過渡応答曲線にはほとんど変化が見られない。このことは、時間領域電磁誘導法が低導電率層の探査に不向きであることを示しているが、これは言い換えると、低導電率層にあまり影響されることなくその下部にある高導電率層を捉えることができるという利点を有していることを示唆している。このことを示したのが図3-8であって、第1層の導電率が 0.01S/m 、層厚が 350m 、第2層の導電率が 0.1S/m である2層構造（構造(1)）の過渡応答曲線（曲線1）と、この構造の第1層と第2層の間に低導電率の中間層（導電率 0.001S/m 、層厚 100m ）が介在する場合（構造(2)）の過渡応答曲線とを比較したものである。ただし、図に示すように高導電率（ 0.1S/m ）層の深度は両者とも 350m とした。また、図中の点線（曲線3）は構造(2)における低導電率層の層厚を無限大にした場合（構造(3)）の過渡応答曲線である。曲線1と曲線2にはほとんど差が見られず、中間層である低導電率層の厚さが 100m とかなり厚いにもかかわらず、この影響をほとんど受けることなく下部の高導電率層が捉えられていることがわかる。



$$r = 1000\text{m}$$

$$\sigma_1 = 0.01\text{S/m} \quad d_1 = 250\text{m}$$

$$\sigma_2 \quad d_2 = 250\text{m}$$

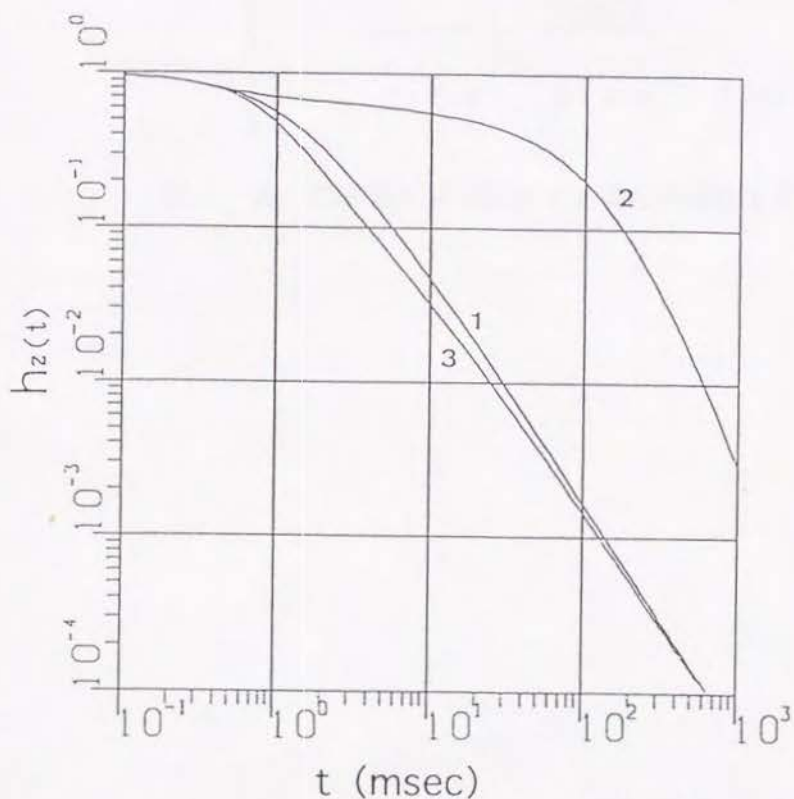
$$\sigma_3 = 0.01\text{S/m}$$

$$\sigma_2 \text{ (1) } 0.01 \text{ S/m}$$

$$(2) 0.1 \text{ S/m}$$

$$(3) 0.001\text{S/m}$$

図 3-6 3層構造の場合の過渡応答曲線 (その1)



$$r = 1000\text{m}$$

$$\sigma_1 = 0.01\text{S/m} \quad d_1 = 250\text{m}$$

$$\sigma_2 \quad d_2 = 250\text{m}$$

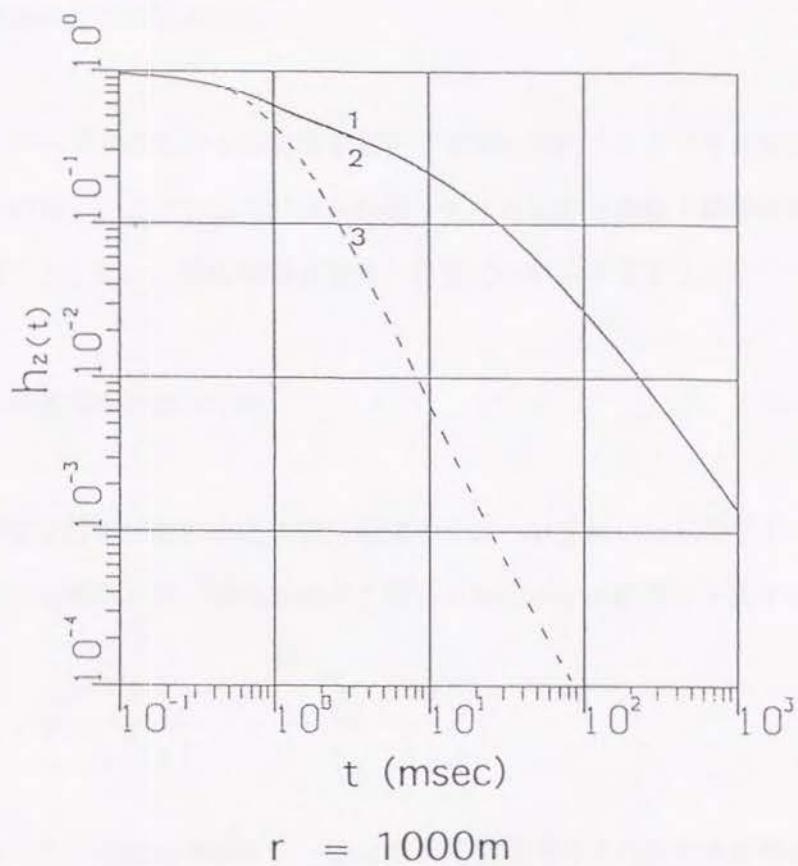
$$\sigma_3 = 0.01\text{S/m}$$

$$\sigma_2 \text{ (1) } 0.01 \text{ S/m}$$

$$(2) 1.0 \text{ S/m}$$

$$(3) 0.0001\text{S/m}$$

図 3-7 3層構造の場合の過渡応答曲線 (その2)



	(1)	(2)	(3)
0m	0.01 S/m	0.01 S/m	0.01 S/m
		0.001 S/m	
500m	0.1 S/m	0.1 S/m	0.001 S/m

図 3 - 8 低導電率層が介在する場合の過渡応答曲線の変化

3. 3 見掛導電率と2層標準曲線

Spies らは1ループ法における測定値を見掛導電率に変換する方法を提案している (Spies et al., 1980)。ここでは Spies らに倣って、過渡応答曲線を見掛導電率曲線に変換する方法を導くとともに、見掛導電率曲線の性質について考察する。

3. 3. 1 見掛導電率の計算方法

半無限均質媒質での過渡応答を表す(3.16)式を x について解いたものを $f\{h_z(t)\}$ とすれば、大地の導電率 σ は、電気双極子と磁界の測定点との距離を r とすれば、

$$\sigma = \frac{4t}{\mu_0 r^2} \frac{1}{f\{h_z(t)\}} \quad (3.24)$$

と表される。従って、大地の導電率が一様な場合は測定で得られた垂直磁界の値 h_z (ただし、 h_z は一次磁界で規格化された値) とそれに対する時刻 t を (3.24) 式に代入することによって大地の導電率 σ を求めることができる。大地の導電率が一様でない場合は、(3.24) 式が与える値は真の導電率としての意味を失ってしまうが、その値が地下の導電率の分布と何等かの関係を持っていることは想像に難くない。そこで、比抵抗電気探査における見掛比抵抗の場合と同様に、次式で見掛導電率 σ_0 を定義する。

$$\sigma_0 = \frac{4t}{\mu_0 r^2} \frac{1}{f\{h_z(t)\}} \quad (3.25)$$

しかし、(3.25) 式中の $f\{h_z(t)\}$ を解析的に求めることはできないので、これを (3.26) 式で示した多項式で近似することにした。

$$f(y) = \sum_{i=1}^5 a_i y^{b_i} \quad (3.26)$$

ここで、 $y = h_z(t)$ である。ただし、1つの近似式で全区間を精度よく近似することは困難なので、 y すなわち $h_z(t)$ の値をその大きさに応じて5つの区間に分割し、それぞれの区間において、まず係数 b_i について最も適当と思われる値をグラフの形から決定し、次に係数 a_i を最小二乗法によって求めた。このようにして求めた係数の値を表3

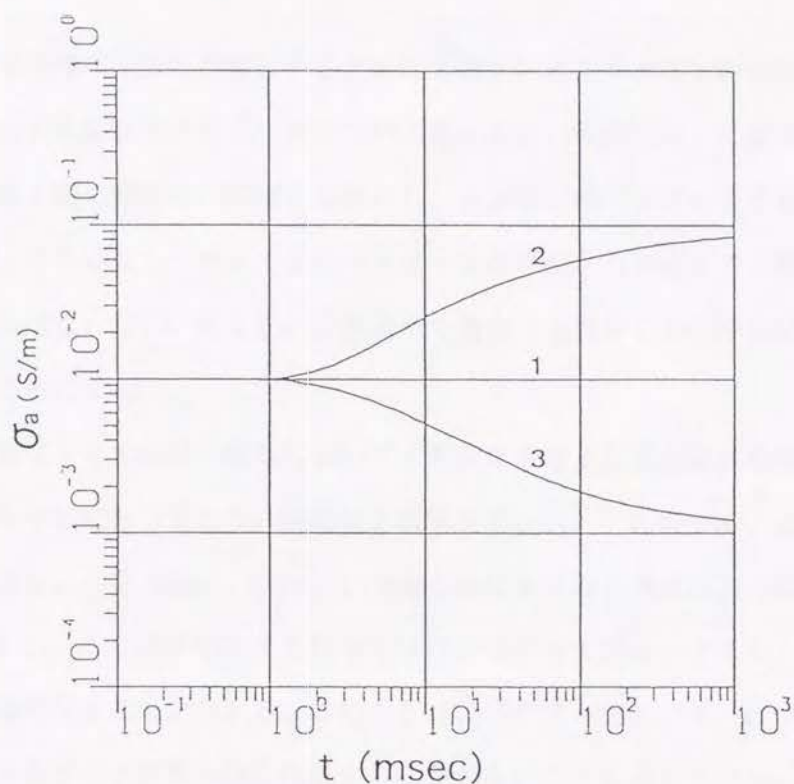
－ 3 示す。時刻 t_1 における見掛導電率 $\sigma_a(t_1)$ を求めるには、 t_1 における磁界 $h_z(t_1)$ の大きさに従って表 3－3 から係数 a_i および b_i ($i=1, 2, \dots, 5$) を選び出し、これらの値を (3.26) 式に代入して $f\{h_z(t_1)\}$ を求め、さらのその値と t_1 を (3.25) 式に代入すればよい。見掛導電率の定義より、半無限均質媒質の場合の見掛導電率はその媒質の導電率に等しいので、表 3－3 の係数を用いて半無限均質媒質の過渡応答からその見掛導電率を計算したところ、誤差は 0.1% 以下であった。

図 3－9 および図 3－10 は前節で示した図 3－5 および図 3－6 の過渡応答曲線を見掛導電率曲線に変換したものである。図 3－5 および図 3－6 の曲線 1 は大地が均質な場合の過渡応答曲線であるから、その見掛導電率は大地の導電率 0.01S/m に等しい。

他の曲線について見てみると、図 3－9 の曲線 2 からは、この大地の上層の導電率が 0.01S/m であり、下層の導電率がほぼ 0.1S/m であることがわかる。また、曲線 3 からは下層の導電率がほぼ 0.001S/m であることがわかる。図 3－10 の曲線 2 からは、この大地は上層および下層の導電率がほぼ 0.01S/m であり、中間に高導電率層が介在していることがわかるし、曲線 3 からは中間に低導電率層が介在していることがわかる。このように、見掛導電率を用いると測定値と地質パラメータの関係をより明瞭にすることができる。

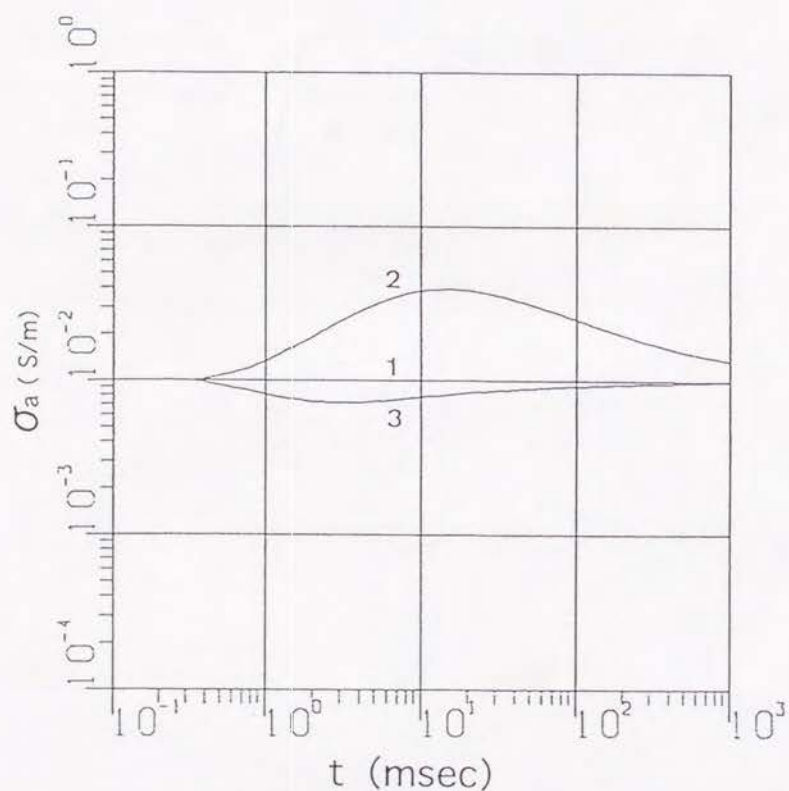
表 3－3 見掛導電率を求めるための係数

	i	1	2	3	4	5
$y \leq 10^{-5}$	a	0.449037	0.0	0.0	0.0	0.0
	b	-2/3	—	—	—	—
$10^{-5} < y \leq 0.05$	a	0.447673	0.227530	-2.56717	6.66952	-4.62450
	b	-2/3	-2/5	-2/7	-2/9	-2/11
$0.05 < y \leq 0.2$	a	0.264751	8.17744	-50.0017	89.4178	-47.7681
	b	-2/3	-2/5	-2/7	-2/9	-2/11
$0.2 < y \leq 0.45$	a	0.430426	-0.503995	0.469312	-0.603661	0.259355
	b	-2/3	1/3	4/3	7/3	10/3
$0.45 < y \leq 1$	a	0.666667	-0.014646	-0.273327	1.03901	0.245262
$(1 - y) \rightarrow y$	b	1	2	3	4	5



$r = 1000\text{m}$
 $\sigma_1 = 0.01\text{S/m}$ $d_1 = 500\text{m}$
 σ_2 (1) = 0.01 S/m
 (2) = 0.1 S/m
 (3) = 0.001S/m

図 3 - 9 2 層構造の場合の見掛導電率曲線



$r = 1000\text{m}$
 $\sigma_1 = 0.01\text{S/m}$ $d_1 = 250\text{m}$
 σ_2 $d_2 = 250\text{m}$
 $\sigma_3 = 0.01\text{S/m}$
 σ_2 (1) = 0.01 S/m
 (2) = 0.1 S/m
 (3) = 0.001S/m

図 3 - 1 0 3 層構造の場合の見掛導電率曲線

3. 3. 2 2層構造の場合の見掛導電率標準曲線

見掛導電率曲線を解析するために2層見掛導電率標準曲線の作成を試みた。標準曲線を作成する場合のパラメータについて考えると、縦軸を σ_2 に関する軸、横軸を時間 t および第1層の層厚 d_1 に関する軸とし、 σ_2/σ_1 をパラメータとして曲線を描くことになるが、さらにもう一つ r/d_1 (r は一次磁界源から測点までの距離)もパラメータとしなければならない。従って、2層構造の場合でも数多くの標準曲線を作成しなければならないことになる。

図3-11は同一構造において r を変化させると過渡応答曲線がどのように変化するのかを示したものである。構造は2層構造で、 $\sigma_1 = 0.01\text{S/m}$ 、 $d_1 = 500\text{m}$ 、 $\sigma_2 = 0.1\text{S/m}$ であり、 r を100m、500m、1,000mと変化させると過渡応答曲線は1、2、3と変化する。しかし、この過渡応答を見掛導電率に変換すると図3-12のようになり、3本の曲線はほぼ重なることがわかる。このことは、パラメータ r/d_1 については、それほど細かく値をきざんで標準曲線を作成する必要がないことを示している。

図3-13(1)から(4)が今回作成した標準曲線であり、 r/d_1 の値は1/10、1/2、1、5とした。ただし、縦軸は σ_2/σ_1 、横軸は τ/d_1 とした。 τ は、

$$\tau = \sqrt{\frac{2t}{\sigma_1 \mu_0}} \quad (3.27)$$

である。

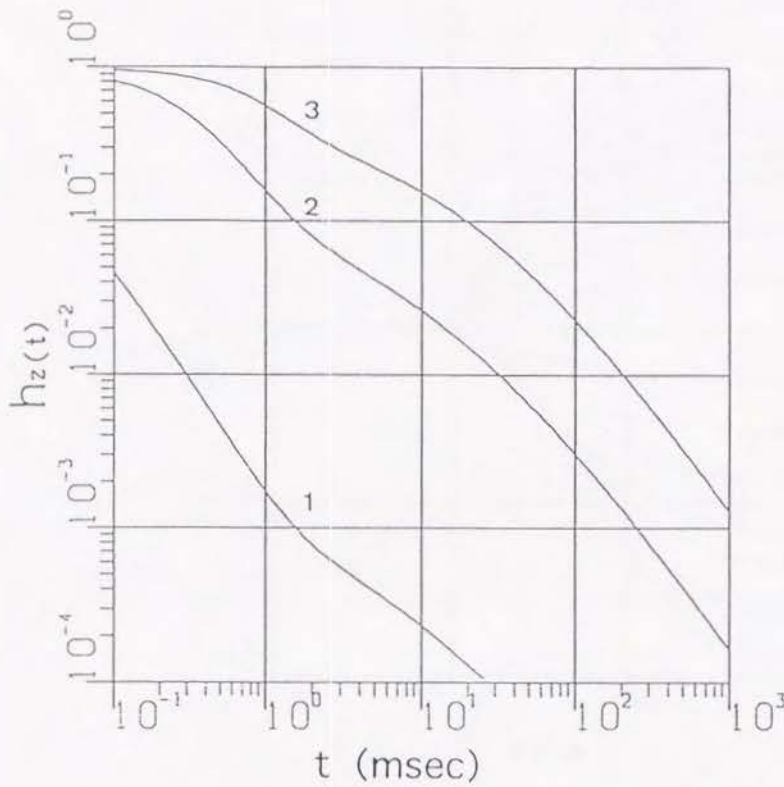


図 3 - 1 1 一次磁界源との距離による過渡応答曲線の変化

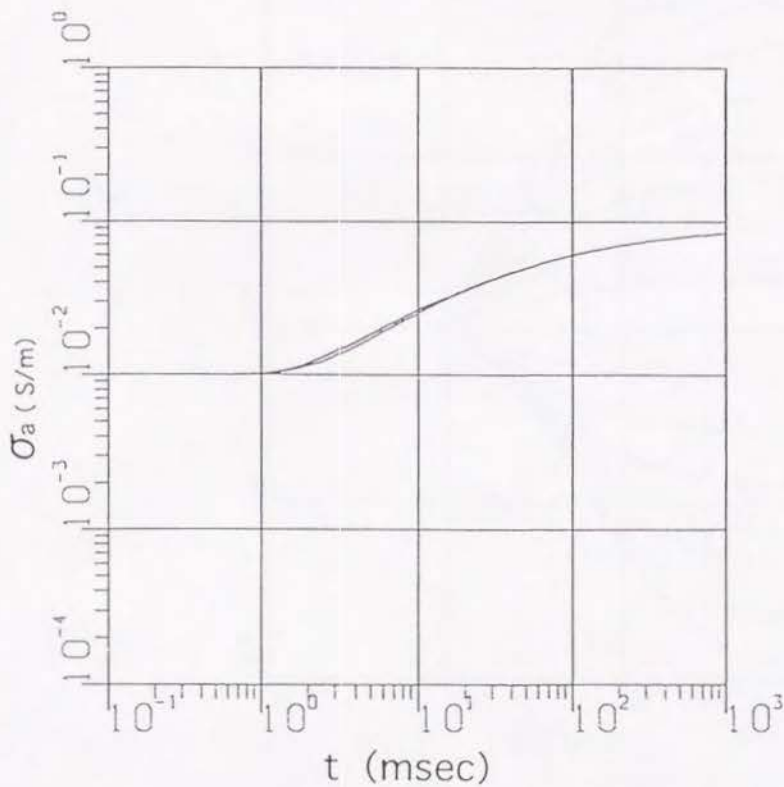


図 3 - 1 2 一次磁界源との距離による見掛け導電率曲線の変化

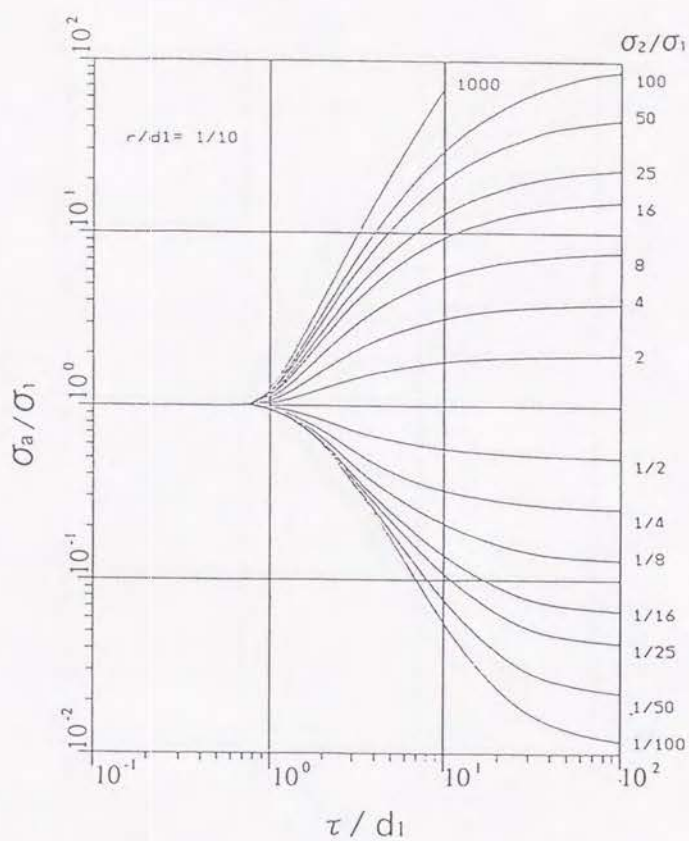


図 3-13(1) 見掛導電率標準曲線 ($r/d_1 = 1/10$)

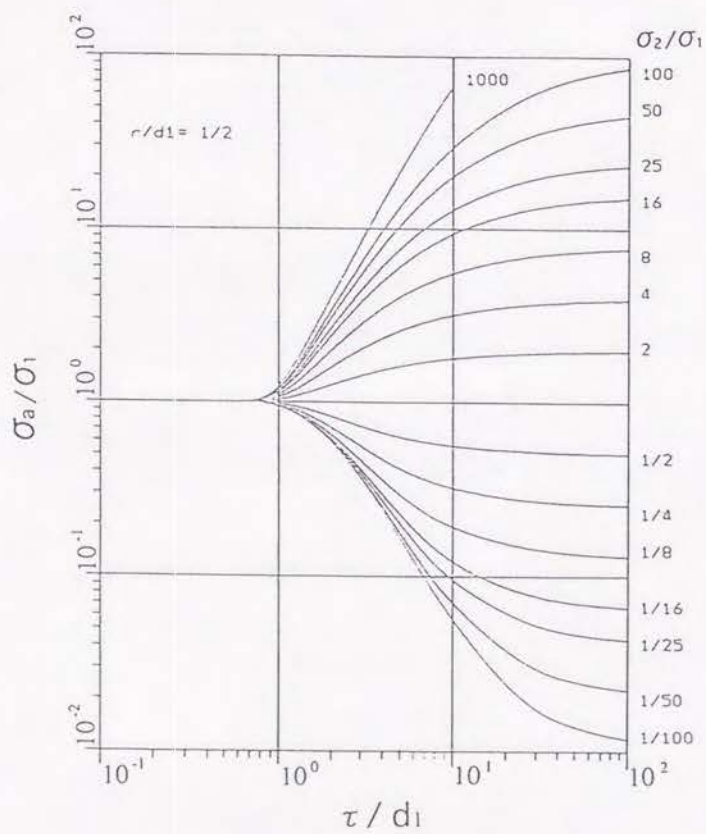


図 3-13(2) 見掛導電率標準曲線 ($r/d_1 = 1/2$)

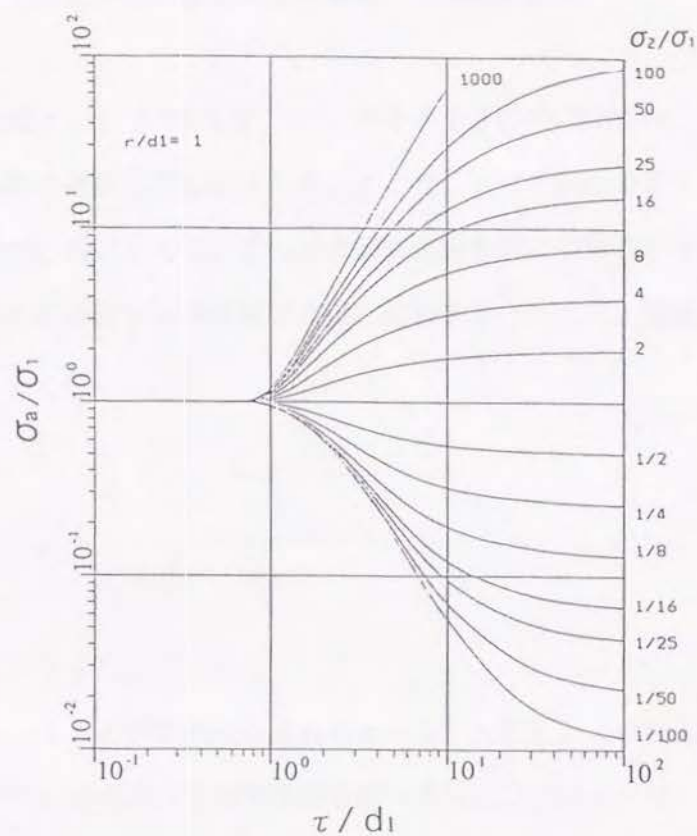


図 3-13(3) 見掛導電率標準曲線 ($r/d_1 = 1$)

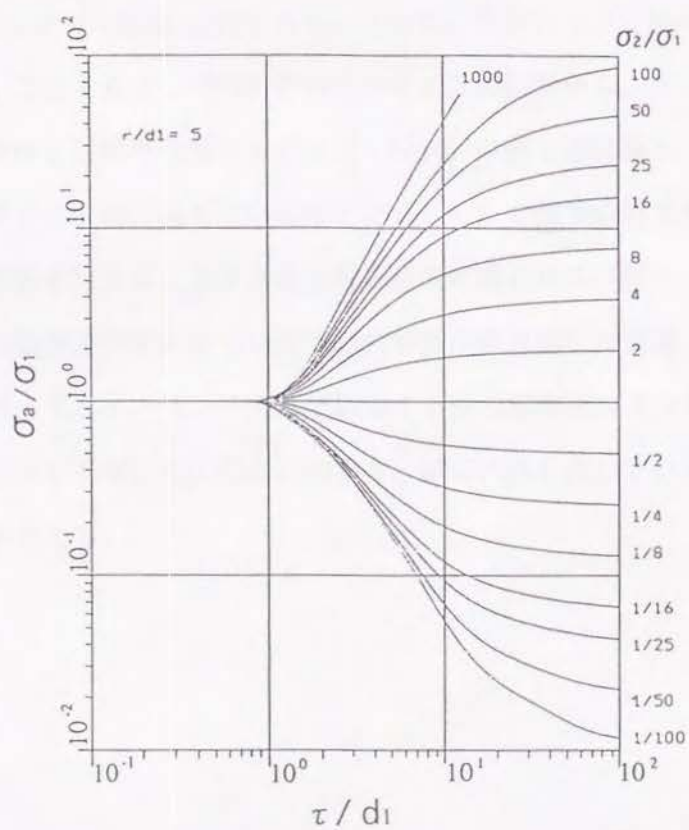


図 3-13(4) 見掛導電率標準曲線 ($r/d_1 = 5$)

3. 3. 3 2層見掛導電率標準曲線を用いた構造解析法

図3-14は σ_1 が0.005S/m、 σ_2 がその16倍の0.08S/m、 d_1 が500m、 r が500mの場合に得られる過渡応答曲線である。ここで、 $t < 1\text{msec}$ のデータは測定出来なかったものとしてわざと省いてある。この過渡応答曲線を用いて構造解析法について説明する。

まず、過渡応答曲線を見掛導電率曲線に変換する。ただし、横軸には時間 t を取らずに τ_0 を取る。 τ_0 は、

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2t}{\mu_0}} \quad (3.28)$$

である(図3-15)。

次に、図3-15と標準曲線を重ね合わせる。ただし、この時点では r/d_1 の値はまだわかっていないので適当な標準曲線を用いる。ここでは $r/d_1 = 1/10$ の標準曲線を用いた。図3-15の点線が $r/d_1 = 1/10$ 、 $\sigma_2/\sigma_1 = 16$ の標準曲線であり、×印が標準曲線の原点である。この点の σ_0 座標が σ_1 を与えるから $\sigma_1 = 0.005\text{S/m}$ が得られ、 $\sigma_2/\sigma_1 = 16$ より $\sigma_2 = 0.08\text{S/m}$ が得られる。さらに、この点の τ_0 座標は $d_1 \times \sqrt{\sigma_1}$ の値を与えるから、これより $d_1 = 511\text{m}$ が得られる。この結果から、 r/d_1 は0.98となるが、この値は使用した標準曲線の $r/d_1 (= 1/10)$ の値と随分異なっている。手持ちの標準曲線で $r/d_1 = 0.98$ に最も近いのは $r/d_1 = 1$ の標準曲線であるから、この標準曲線を用いて再解析を行えば、より正確な解析結果が得られる(図3-16)。

いくつかの2層構造モデルについて上記の解析法を適用した結果、標準曲線による解析法の精度から考えて、 r/d_1 の値に関係なく1枚の標準曲線のみで十分実用的な解析結果が得られることが判明した。なおこの場合、解析に最も適している標準曲線は $r/d_1 = 1$ の標準曲線である。

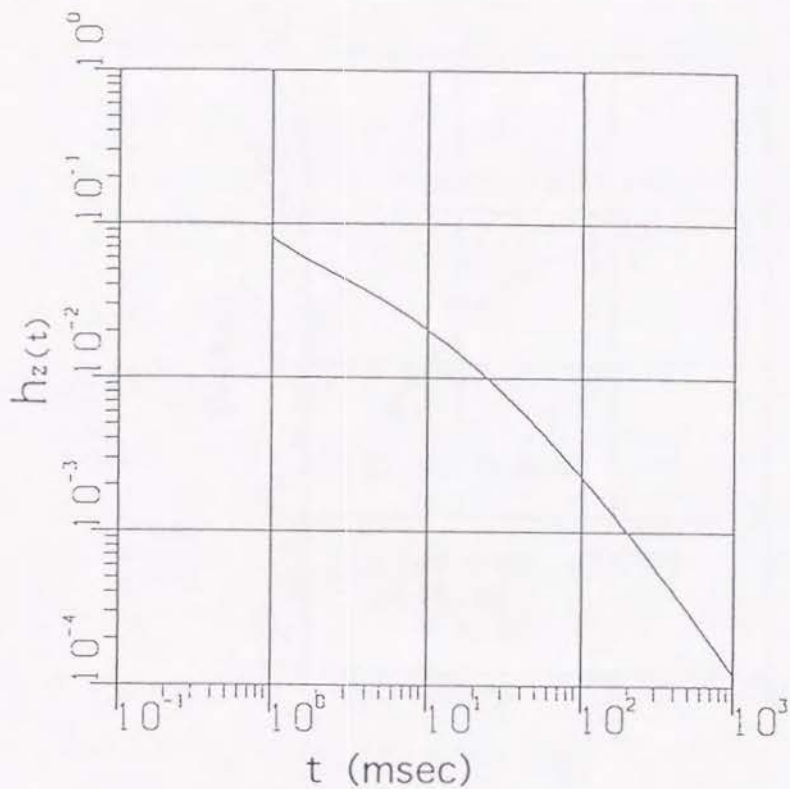


図3-14 2層構造の場合の過渡応答曲線

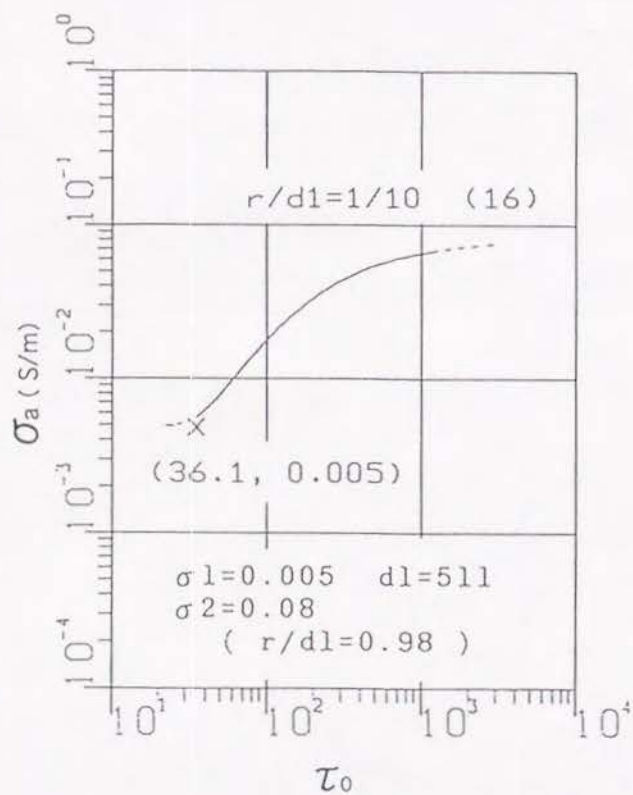


図3-15 標準曲線を用いた解析例 (その1)

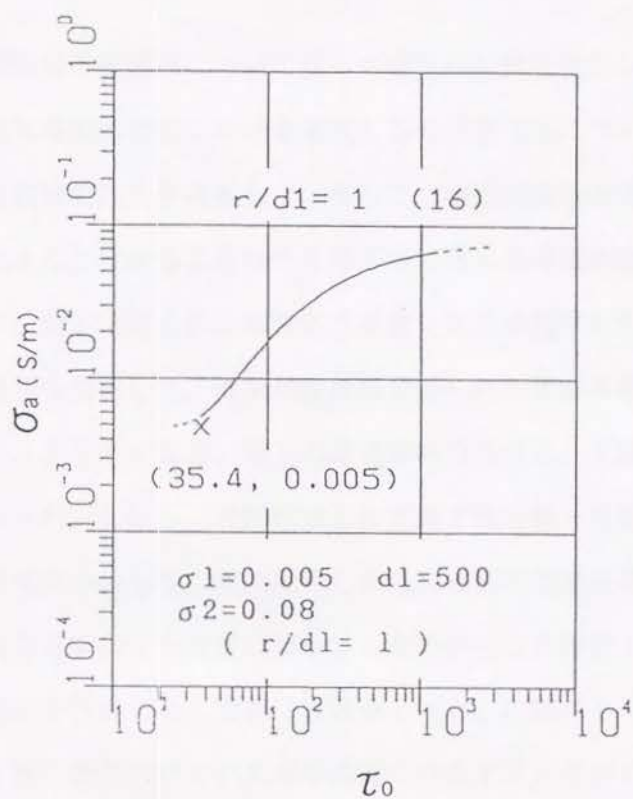


図 3 - 1 6 標準曲線を用いた解析例 (その 2)

3. 4 結言

本章では時間領域電磁誘導について行った研究の成果を報告した。

まず、時間領域電磁誘導法における過渡応答の計算方法について検討し、モデル計算を通じて過渡応答曲線の性質を考察した。そして、時間領域電磁誘導法を用いれば、低導電率層の影響をほとんど受けることなくその下部にある高導電率層の探査が可能であることを示した。次に、測定で得られた過渡応答曲線を見掛導電率に変換する手法について考察し、新たな変換法を提案した。従来の変換法で得られた見掛導電率曲線はオーバーシュートやアンダーシュートを示すなど、地下の導電率の分布を正しく反映しないという不備が発生することがあった。しかし、今回提案した方法で測定値を見掛導電率に変換することにより、地下の導電率の分布を忠実に反映した見掛導電率曲線を得ることが可能となった。

さらに、見掛導電率曲線を簡便に解析するための手段を提供するという目的で、2層見掛導電率標準曲線を作成した。当初は複数の r/d_1 の値 (r は一次磁界源と測点との距離、 d_1 は第1層の層厚) について標準曲線を作成する必要があると考えられたが、数値計算の結果、見掛導電率は r/d_1 の値にあまり影響されず、1枚の標準曲線でも十分実用的な解析結果が得られることが明らかになった。

なお、本章では一次磁界源として地表に設置した電気双極子を取り上げたが、本章で議論したことは一次磁界源が両端接地の電線である場合やループである場合についても容易に拡張が可能である。

3. 5 参考文献

- Campbell, G.A. and Foster, R.M., 1948 : Fourier Integrals for Practical Applications. D. Van Nostrand Company Inc.
- Davies, B. and Martin, B., 1979 : Numerical inversion of the Laplace transform. J. Compt. Phys., vol.33, p.1-32
- Kaufman, A.A. and Keller, G.V., 1983 : Frequency and transient soundings. Elsevier Science Publishing Company Inc.
- 清野, 吉住, 谷口, 1956 : 中心誘導法による垂直探査について(1), 物理探鉱, 第9巻, 第4号, p.146-150
- Knight, J.H. and Raiche, A.P., 1982 : Transient electromagnetic calculations using the Gaver-Stehfest inverse Laplace transform method. Geophys., vol.47, no.1, p.47-50
- Murakami, Y. and Uchida, T., 1982 : Accuracy of the linear filter coefficients determined by the iteration of the least-squares method. Geophys., vol.47, no.2, p.224-256
- Raiche, A.P. and Spies, B.R., 1981 : Coincident loop transient electromagnetic master curves for interpretation of two-layer earths. Geophys., vol.46, no.1, p.53-64
- Spies, B.R. and Raiche, A.P., 1980 : Calculation of apparent conductivity for the transient electromagnetic method using an HP-67 calculator. Geophys., vol.45, no.7, p.1197-1204

4. 1 緒言

第4章は鉱床の探査作業を効率的に実施するための研究開発の一環として、実際のウラン鉱床探査現場において電磁誘導法を効果的に利用する方法について検討した結果を示したものである。

4. 2節では、カナダ・アサバスカ盆地で実施されているウラン鉱床探査における電磁誘導法の利用法について検討した結果を示した。この地域では、既知鉱床の調査からウラン鉱床が石墨質泥質岩と密接な関係にあり、さらにこの石墨質泥質岩は周囲の岩盤に比べ著しい低比抵抗を示すことが判明していたので、時間領域電磁誘導法がウラン鉱床の探査に利用されていた。しかし、一般に用いられていたのは時間領域電磁誘導法による水平探査（以下、時間領域電磁水平探査と呼ぶ）であり、その利用は異常点の抽出という範囲に留まっていた。従って、異常の原因となった低比抵抗体を試錐調査で確認できなかった場合（そして、それはしばしば起っていたことなのだが）は、それがどういう地下構造に起因して発生した異常であるのかを説明できないことが多々あった。そこで、この問題点を解決するために、地下の比抵抗分布を推定するための手法として、時間領域電磁誘導法による垂直探査（以下、時間領域電磁垂直探査と呼ぶ）を利用する方法について検討する。

4. 3節では、カナダ・シーロン盆地で実施されているウラン鉱床探査における電磁誘導法の利用法について検討した結果を示した。この地域では、既知鉱床の調査から重力探査が鉱床発見に有効な手法であることが判明していた。しかし、鉱床が示す重力異常は -1 mgal 以下と非常に小さく、さらに、重力異常の範囲も数百 $\text{m} \times$ 数百 m と非常に小さい。従って、数百 km^2 という調査地域全体を測点間隔が $25\text{m} \sim 50\text{m}$ の重力探査でカバーすることは非現実的であり、広い調査地域全体から重力探査を実施する精査地域を効率的に抽出するための手法が求められていた。広域の調査には航空機を用いた調査が効率的であり、既知鉱床は重力異常とともに低比抵抗異常を示すことが知られていたので、この低比抵抗異常を抽出するための手法として、空中電磁誘導法（以下、空中電磁法と呼ぶ）の利用が考えられた。ただし、空中電磁法の適用に際しては、この調査地域が永久凍土帯に位置するという特殊性を考慮する必要があることから、まず、凍結した岩石の比抵抗の測定や小規模な比抵抗垂直探査を実施し、永久凍土層の比抵抗構造について検討する。さらに、得ら

れたデータや知見に基づいて数値計算を行い、空中電磁法の適用性についてを検討する。

なお、4. 2 節は黒沼、長谷川ら（1989）で公表した内容にさらに加筆したものである。

また、4. 3 節の内容については長谷川ら（1990）で公表した。

4. 2 カナダ・アサバスカ盆地におけるウラン鉱床探査への電磁誘導法の活用

アサバスカ (Athabasca) 盆地はカナダ・サスカチュワン (Saskatchewan) 州北部に位置し (図 4-1)、世界でも有数のウラン生産地域であるとともに、現在でも活発なウラン探査活動が各国の企業により展開されている地域でもある。本節では、動力炉・核燃料開発事業団 (以下、動燃事業団と略す) が実施しているウラン鉱床探査現場を対象に、電磁誘導法の活用法について検討を行った結果について述べる。

4. 2. 1 アサバスカ盆地の不整合関連型ウラン鉱床

当地域はカナダ楕状地の Churchill 地質区に属し、ハドソニアン造山活動をうけて生成した変成岩類を基盤岩として、これを不整合に未変成の堆積岩類が被覆する。未変成の堆積岩はアサバスカ層群と呼ばれ、450km × 250km の長円形の盆状に分布するのでアサバスカ盆地と称されている。

アサバスカ盆地のウラン鉱床探査は、1935年にアサバスカ湖の北岸でピッチブレンドが発見されたことに始まる。アサバスカ盆地の東縁部が注目されたのは空中放射能探査で得られた放射能異常の追跡調査により、1968年にラビットレイク鉱床が発見されたことによる (図 4-2)。その後、1975年にキーレイク鉱山のゲートナー鉱体が、翌年にはディル

マン鉱体が発見され、これら両鉱体の研究から鉱床胚胎を規制する要素として「石墨質泥質岩」の重要性が認識された。「石墨質泥質岩」は電気的な探査手法により低比抵抗体として把握されることが予想されたので、主に電磁誘導法を用いて低比抵抗体を把握し、これに試錐を行うという方法が探査に採用されるようになった。その結果、1977年にコリンズベイ B 鉱体、1978年にミッドウェスト鉱床、ドーンレイク鉱床、1979年にマクリーン鉱

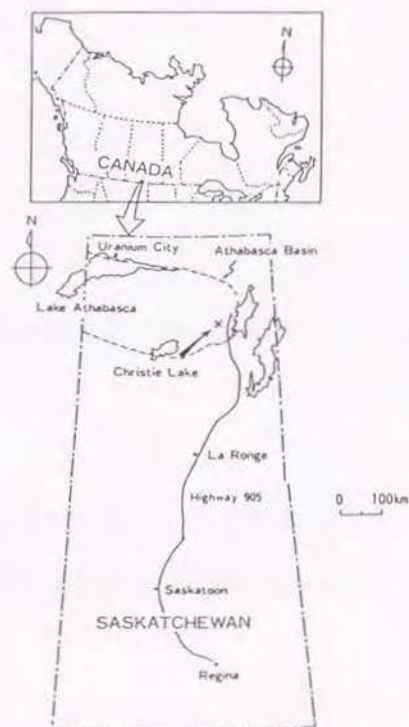


図 4-1 アサバスカ盆地位置図

床、そして1981年にはシガーレイク鉱床がそれぞれ発見された (Sibbald et al., 1987)。

図4-3はこれら不整合関連型ウラン鉱床の物理モデルである (McMullan et al., 1987) 。この鉱床の第1の特徴はその主要部がアサバスカ層群とその下位の変成岩類との不整合付近に鉱脈状、塊状、角礫状または鉱染状に産することであり、これが不整合関連型ウラン鉱床と呼ばれる所以である。

第2の特徴は、大部分の鉱床で石墨質泥質岩が不整合面近傍の基盤岩中に存在し、鉱床の母岩の一部として、または鉱床直下の岩石として認められることである。当地域の基盤岩類の傾斜は一般的に垂直に近いと考えられており、石墨質泥質岩を垂直な板状の低比抵抗体置き換えたモデルを用いて探査が行われることが多い。

第3の特徴は、ウランの品位が数%~10数%の高品位鉱床であることである。主要構成鉱物はピッチブレンド、コフィナイト、ニッケルの砒化物や硫化物などの鉱物であり、主な脈石鉱物は石英、方解石、苦灰石、菱鉄鉱などである。

4. 2. 2 不整合関連型ウラン鉱床と物理探査

アサバスカ盆地で一般的に行われている探査の手順およびそこで用いられている手法について簡単にまとめると以下ようになる。

(1) 探査対象地域の基盤岩を花崗片麻岩分布域と変堆積岩分布域とに区分する

花崗片麻岩は、変堆積岩に比べて通常 100~1,000 倍程度の透磁率を持つので、磁気探査によって高磁気異常として把握される。

(2) 変堆積岩の推定分布域のなかで、石墨質泥質岩の分布域を抽出する

アサバスカ層群の比抵抗は $3,000 \Omega \text{ m} \sim 5,000 \Omega \text{ m}$ 、基盤岩類の比抵抗は $3,000 \Omega \text{ m} \sim 10,000 \Omega \text{ m}$ であるのに対し、石墨質泥質岩の比抵抗は数百 $\Omega \text{ m}$ 以下であるので、電気的手法を用いて石墨質泥質岩の抽出が可能である。ただし、アサバスカ地域の地表は氷河堆積物に覆われており、電極を設置した場合その接地抵抗を下げるのが困難なことが多く、さらに湖が非常に多いので連続した測線の確保が困難であることから比抵抗電気探査はほとんど用いられず、主に電磁誘導法が探査に利用されてきた。探

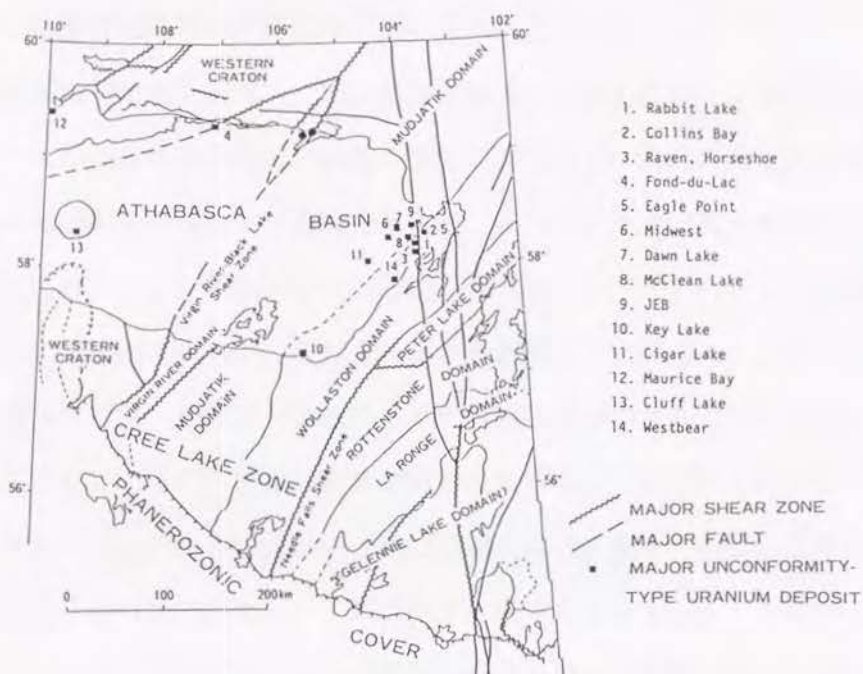


図4-2 北部サスカチュワンの地質概要とウラン鉱床の位置
(Sibbald et al., 1987)

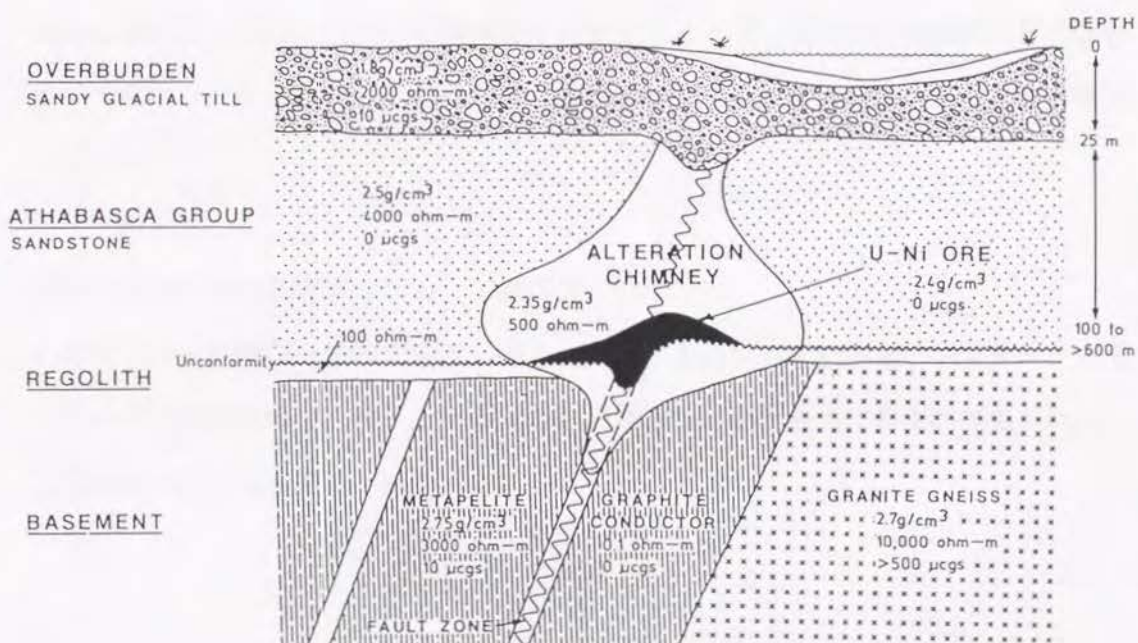


図4-3 不整合関連型ウラン鉱床の物理モデル (McMullan et al., 1987)

査対象深度が比較的浅い場合にはVLF法や水平ループ法が、探査対象深度が数百mと深い場合にはTuram法等が主に用いられていたが、時間領域電磁誘導法の実用化とともに時間領域電磁水平探査法が用いられるようになった。

時間領域電磁水平探査法では一次磁界源として矩形のループが用いられ、ループは図4-4のようにその長辺が測線に直角になるように設置される。ループの大きさは800m×400m程度のものが一般的であるが、ループが大きいほど測定される信号も大きくなることから、2,000m×2,000mといった大ループが使われることもある。測線の間隔としては200m~400mが、測線上の測点の間隔としては50m~100mが最も一般的である。各測点では、垂直方向の磁界と水平方向の磁界の過渡応答が測定される。当地域で使用されているシステムは磁界の検出を受信コイルを用いて行っているため、測定値は受信コイルの出力電圧という形で記録される。図4-5は送信ループの電流波形と受信コイルの出力電圧波形の概念図で、図中の t_1 , t_2 , ...はサンプリング時間を表している。このサンプリング時間のことをチャンネルと呼ぶことが多い。

一測線の測定が終了すると、図4-4のように測定データを並び換えて、同一チャンネルの測定値を測線方向に結んだ水平探査曲線を作成する。地下に垂直な板状の低比抵抗体が存在すれば、水平方向の測定値（以下、水平成分と呼ぶ）の水平探査曲線はその直上で最大となり、垂直方向の測定値（以下、垂直成分と呼ぶ）はその直上で変曲点を取る（Gallagher et al., 1985）ので、板状低比抵抗体の位置を知ることができる。さらに、曲線の形からその深度を推定することや、測定値の時間的減衰の割合からそのコンダクタンス（板の導電率と厚さの積）を推定することもある程度可能である。

(3)抽出された石墨質泥質岩に対し試錐調査を行う

試錐はコア試錐が一般的であり、得られたコアを用いて系統的なサンプリングとその多元素分析を行い、U, Pb, B等の元素の異常濃集や粘土変質の有無が確認される。検層は自然放射能検層が一般的である。

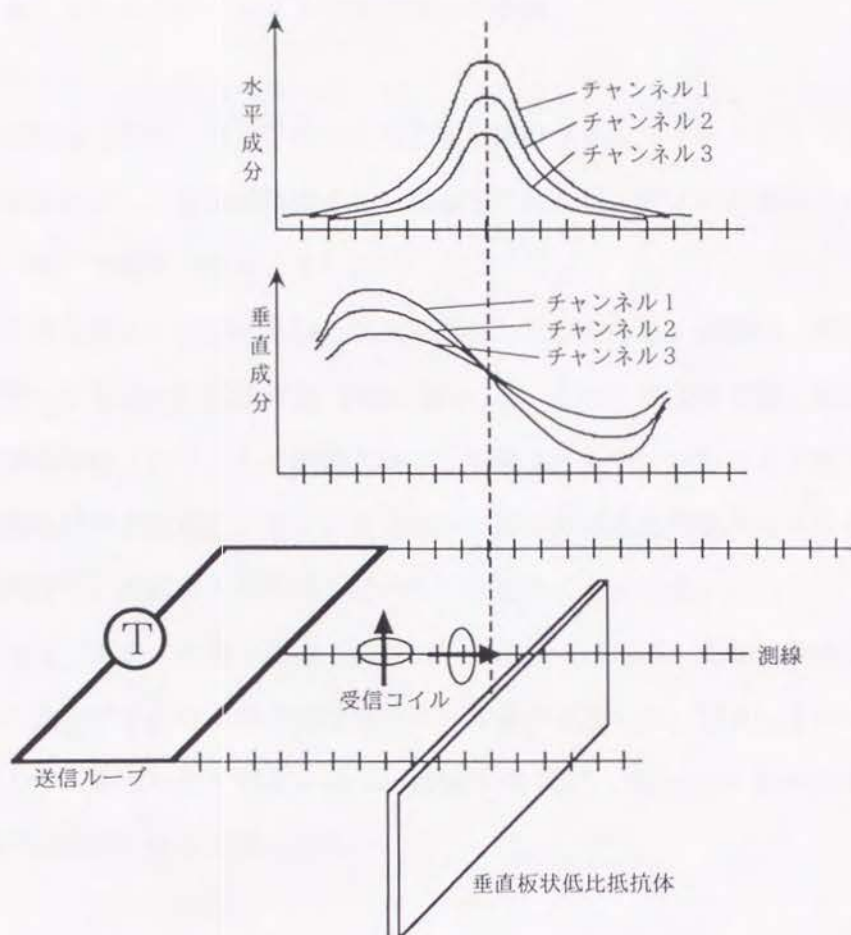


図 4 - 4 時間領域電磁水平探査法の測定概念図

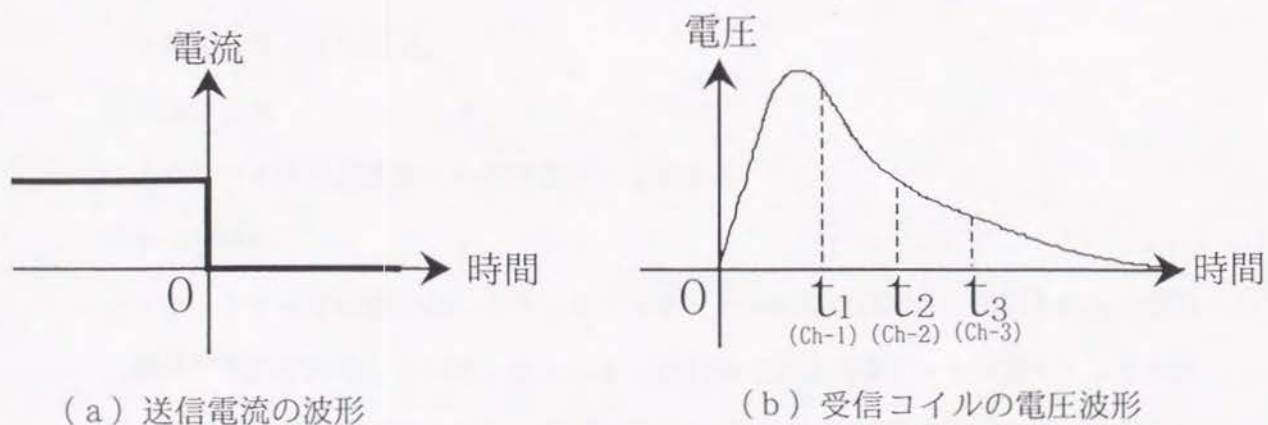


図 4 - 5 送信ループの電流波形と受信コイルの出力電圧の概念図

4. 2. 3 クリスティーレイク地区における探査

動燃事業団は1985年7月にアサバスカ盆地東部のクリスティーレイク (Christie Lake) 地区に鉱区を取得し、翌1986年の冬から調査を開始した。鉱区の位置は、北緯 $59^{\circ} 50'$ 、西経 $105^{\circ} 02'$ である (図4-1)。

図4-6は当地区の北部の測線の状況を表したものである。測線は、地区の中央部にはほぼ東西方向に設定された基準測線 (Base Line)と、それと直交する探査用測線から構成される。探査用測線 (以下、単に測線と呼ぶ) は図4-6中に示したように「L16+00E」といった名前を付けて区別し、また、測点等の座標は測線名と基準測線からの距離 (基準測線より北側は+、南側は-の符号を付ける) で表すことにする。

当地区では、まず、2本の測線 (L16+00E および L24+00E) を800m間隔で設定し、石墨質泥質岩を抽出するために時間領域電磁水平探査を実施した。図4-6中に送信ループの位置を合わせて表示した。測定には Geonics社の EM37 (Geonics Limited, 1982) を使用した。以下に測定仕様を簡単に記す。

(1)送信ループ

800m \times 400mの矩形ループである。

(2)トランスミッター

ガソリン発電機で駆動する。出力電圧は80Vであり、ループ用電線の抵抗が4 \sim 5 Ω 程度であるので、ループには20A程度の電流を流すことが可能である。恒温槽内に格納された水晶発振式の時計を内蔵しており、この時計を用いてレシーバーと時間のリンクを取る。

(3)受信コイル

受信コイルは直径約1mの空芯コイルである。

(4)レシーバー

バッテリーで駆動する。トランスミッターと同様に恒温槽内に格納された水晶発振式の時計を内蔵している。チャンネル数は20である (表4-1に各チャンネルのサンプリング時間を記した)。今回の測定では、アンプの倍率を256倍、スタッキング回数を256回とした。なお、コイルの出力電圧は付属のプログラムにより面積1平方メートルの単巻コイルに誘起される起電力の値 (単位は nV/m²) に換算され

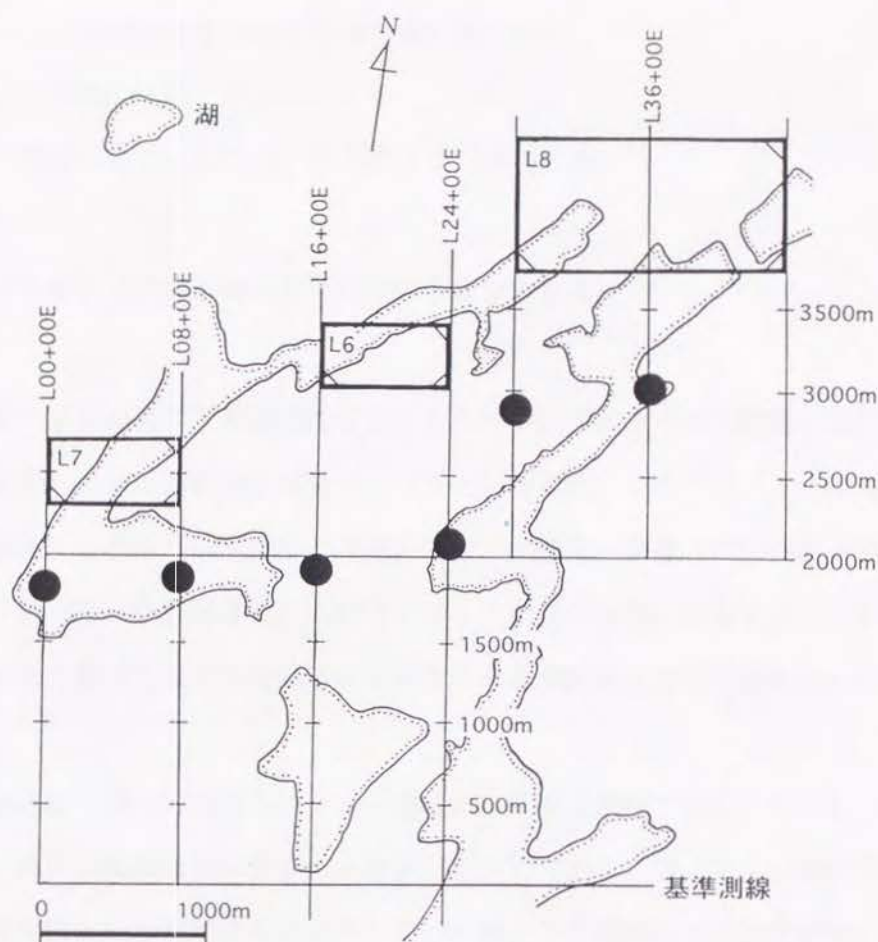


図 4 - 6 測線および送信ループの位置関係

表 4 - 1 各チャンネル のサンプリング時間 (Gallagher et al., 1985)

チャンネル 番号	時間 (ms)	チャンネル 番号	時間 (ms)
1	0. 0 8 9	1 1	0. 8 7 6
2	0. 1 0 9	1 2	1. 0 9 0
3	0. 1 4 0	1 3	1. 4 0 0
4	0. 1 7 7	1 4	1. 7 6 5
5	0. 2 1 9	1 5	2. 1 9 5
6	0. 2 8 0	1 6	2. 8 0 0
7	0. 3 5 5	1 7	3. 5 4 5
8	0. 4 4 3	1 8	4. 4 2 5
9	0. 5 6 3	1 9	5. 6 3 0
1 0	0. 7 1 2	2 0	7. 1 2 0

るが、これは磁束密度の時間微分の値に等しい。

(5)測線および測点

一本の測線の長さは約 2 km、測点間隔は100mである。

(6)測定成分

垂直成分および測線方向の水平成分の 2 成分である。

数カ所にループを設置して測定を行ったところ、ループ L 6 の測定結果に基盤岩中の低比抵抗体に起因している可能性があるアノマリーが現れた。このアノマリーの追跡のために両測線の西側に 2 本の測線を追加して測定を行った結果、測線 L00+00Eおよび L08+00Eでも同様のアノマリーが確認され、このアノマリーがほぼ東西に連続することが推定された。図 4-6 中の●印は水平探索曲線の水平成分が最大になる測点位置を示したものである。

図 4-7 は測線 L16+00Eで得られた水平成分の水平探索曲線である。ただし、先にも述べたように、測点の座標は基準測線からの距離で表してある。アノマリーの原因が垂直な板状の低比抵抗体といった単純な構造をしていれば、この曲線はほぼ左右対称になるはずであるが、ここでの結果はそうっていない。Spies らは、地表付近に大きな比抵抗のコントラストがある場合や、比抵抗の低い表層の層厚が急激に変化するような場合でも深部に垂直板状の低比抵抗体がある時と同じような水平探索曲線が得られる場合があることを指摘しており (Spies et al., 1984)、ここで得られたアノマリーが基盤岩中の石墨質泥質岩に起因していない可能性も考えられた。一方、水平または水平に近い形で分布するような低比抵抗体の有無の確認には垂直探索が有効であると考えられるので、両者を併用することによってより精度の高い解析結果を得ることが期待される。そこで、時間領域電磁垂直探索を実施しアノマリーの原因をさらに追求することにした。

4. 2. 4 時間領域電磁垂直探索の導入

§ 1 調査仕様の検討

時間領域電磁水平探索で得られたアノマリーの原因となった地下構造が、板状の低比抵抗体なのか、塊状の低比抵抗体なのか、あるいは単に比抵抗の境界なのかといったことを

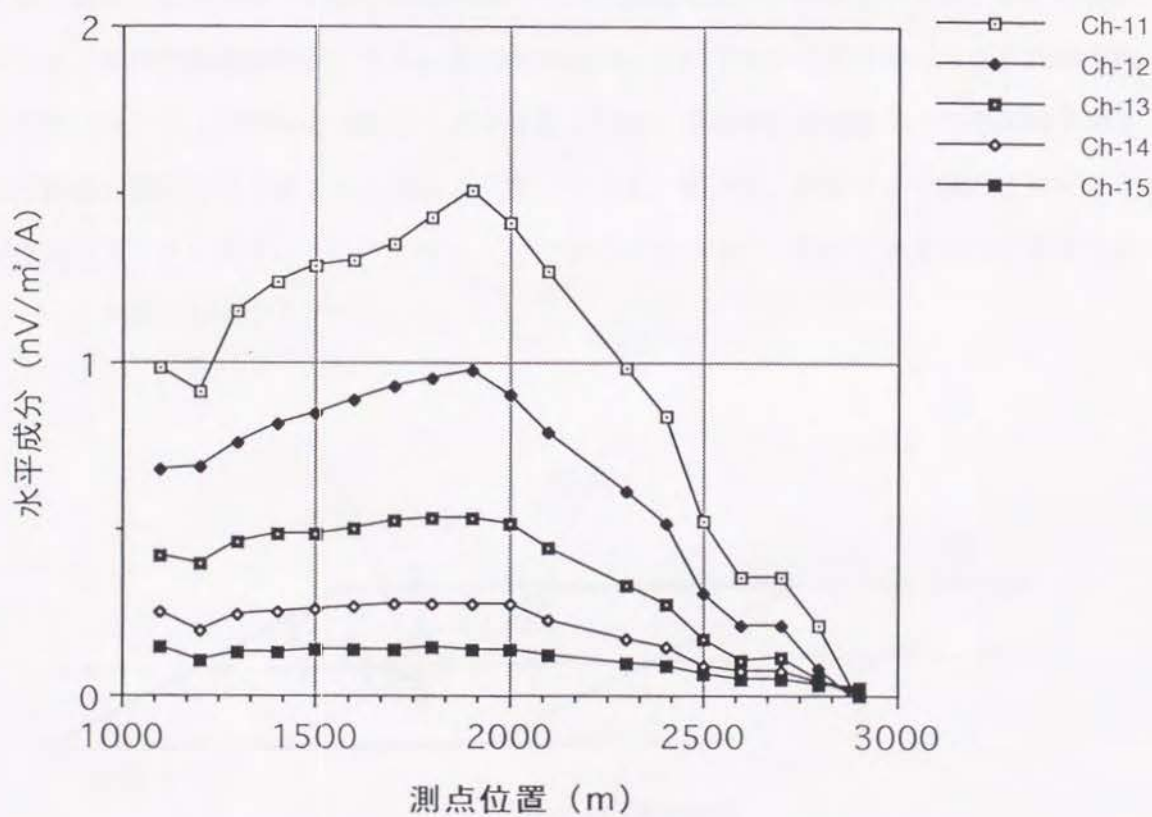
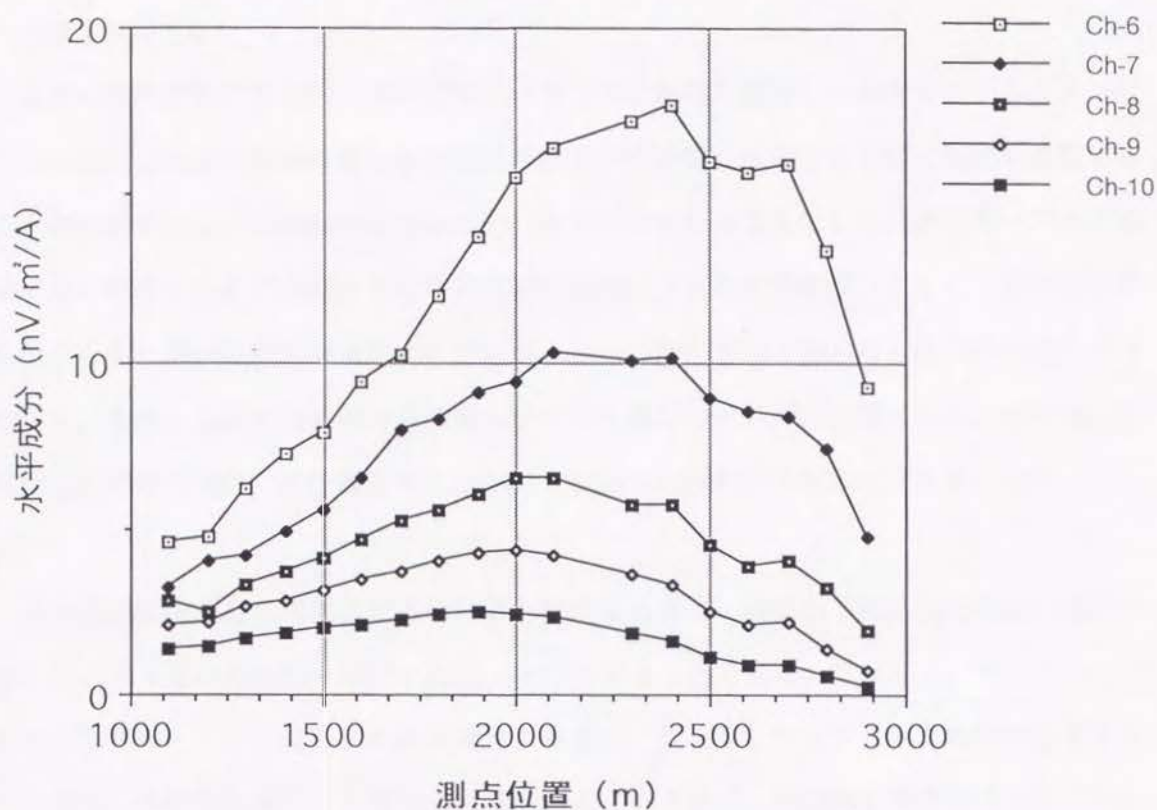


図 4 - 7 L16+00E で得られた水平探索曲線の水平成分

知るために、地下の比抵抗分布をおおまかに把握することを目的に時間領域電磁垂直探査の仕様を検討した。

まず一次磁界源であるが、ループを用いる方法与両端を接地した電線を用いる方法が考えられたが、氷河堆積物に覆われた地表の様子から接地抵抗を十分下げて電線を設置することが困難であることが予想されたので、ループを用いることにした。送信ループはそのサイズが小さいほど得られる測定値は周囲の比抵抗分布の影響を受けにくく、測点直下の比抵抗分布に関する情報が得やすくなるが、ループが小さいと得られる測定値の値が小さくなり、また、測定される磁界の減衰も早くなり測定はそれだけ困難になる。そこで、使用する測定器（EM37）の仕様を考えかわせて400m×400mの正方形ループを用いることにした。

地下の比抵抗分布を可視化するのに最も簡便な方法は、各測点で得られた見掛け比抵抗の値を用いて「見掛け比抵抗—時間断面図」を作成することである。なぜなら、サンプリング時間が小さなところで得られた測定値はより浅部の情報を、サンプリング時間が大きなところで得られた測定値はより深部の情報を含んでいるので、時間軸を深度の代わりに用いることができると考えられるからである。この場合、測点間隔は小さければ小さいほど滑らかな見掛け比抵抗コンター図が得られることが予想されるが、送信ループを小刻みに移動させると測定作業量が膨大になる。そこで今回は、ループの中心点と中心点から測線方向に前後 50m、および100mの点の計 5 点で測定を行い、次の測定は送信ループを200m移動させて同様の測定を繰り返すことにした（図4-8）。従って、見掛け上 50mごとにデータが得られることになり、ループの中心だけで測定を行う場合に比べて水平方向に密度の高いデータが得られることになる。

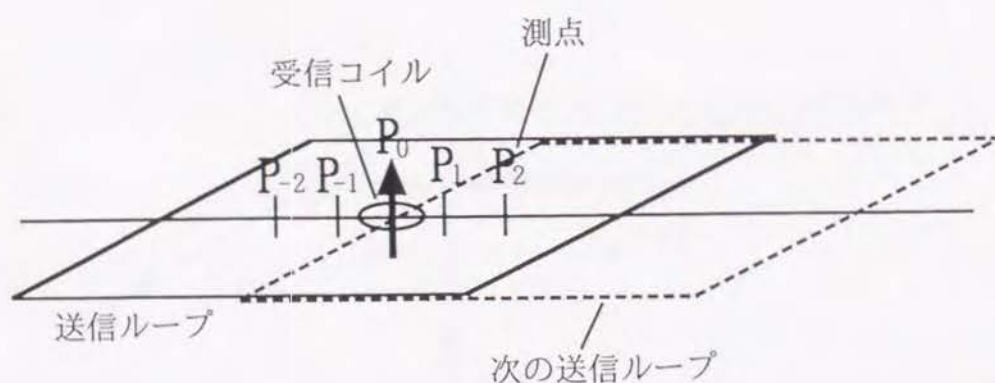


図4-8 時間領域電磁垂直探査の測定概念図

今回測定に利用する EM37 で測定されるのは磁束密度の時間微分の値 $\partial B / \partial t$ であるため、第 3 章で議論した見掛導電率を利用することはできない。そこで、 $\partial B / \partial t$ の値を見掛導電率あるいは見掛比抵抗に変換する方法について整理しておく。

いま、均質な大地（導電率を σ とする）の地表面に設置された電気双極子に、図 4-5 に示したような波形の電流が流された場合、地表の点 P における垂直方向の磁束密度の時間微分 $d(\partial B_z / \partial t)$ については、サンプリング時間 t が十分大きなところで次の近似式が成立する (Kaufman et al., 1983)。

$$d(\partial B_z / \partial t) \approx \frac{I \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2}}{40 \pi^{3/2} t^{5/2}} r \sin \theta dx \quad (4.1)$$

ここで、 r は電気双極子と点 P の距離、 θ は電気双極子と点 P を結ぶ線分が電気双極子となす角であり、 μ_0 は真空の透磁率である。

図 4-9 に示したように x 軸からの距離が b 、長さが a の送信用電線による原点における垂直方向の磁束密度の時間微分 $\partial B_z / \partial t$ は (4.1) 式を積分して、

$$\begin{aligned} \partial B_z / \partial t &= \frac{I \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2}}{40 \pi^{3/2} t^{5/2}} \int r \sin \theta dx \\ &= \frac{I \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2}}{40 \pi^{3/2} t^{5/2}} \int b dx \\ &= \frac{I \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2} a b}{40 \pi^{3/2} t^{5/2}} \end{aligned} \quad (4.2)$$

となる。

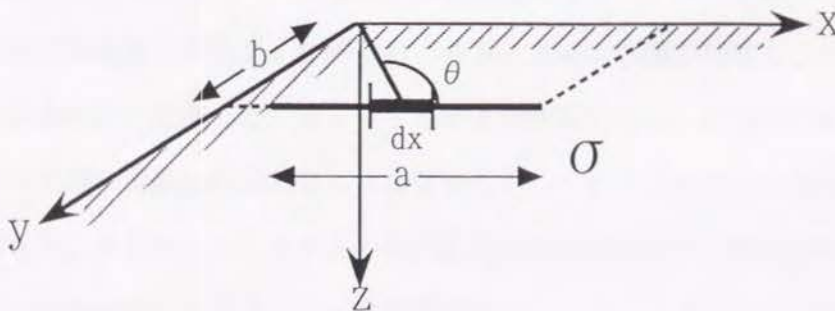


図 4-9 均質な大地の地表に設置された送信用電線

ここで、原点と電線が作る三角形の面積を S とすれば、 $S = ab/2$ であるから (4.2) 式は、

$$\partial B_z / \partial t = \frac{I \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2} S}{20 \pi^{3/2} t^{5/2}} \quad (4.3)$$

となる。この式を用いて見掛導電率 σ_a を定義すれば、

$$\sigma_a = \frac{4 \pi t}{\mu_0} \left(\frac{5 t (\partial B_z / \partial t)}{2 \mu_0 I S} \right)^{2/3} \quad (4.4)$$

が得られる。また、見掛比抵抗 ρ_a は見掛導電率の逆数として次式で与えられる。

$$\rho_a = \frac{\mu_0}{4 \pi t} \left(\frac{2 \mu_0 I S}{5 t (\partial B_z / \partial t)} \right)^{2/3} \quad (4.5)$$

次に電線が閉じてループになっている場合を考えると (4.3) 式より、

$$\partial B_z / \partial t = \frac{I \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2} S}{20 \pi^{3/2} t^{5/2}} \Sigma S_i \quad (4.6)$$

となる (i はループを構成する線分の数) が、 S_i が測点と線分が作る三角形の面積であることを考えると ΣS_i はループの面積に等しくなる。従って、ループの面積を新たに S と置けば、見掛比抵抗の定義式は (4.5) 式となる。

(4.5) 式は時間 t が十分大きなところで成立する近似式から定義されたものであるから、実際のデータの解析に利用できるかどうかの保証はされていない。例えば、均質な大地の上で取得されたデータを (4.5) 式を用いて見掛比抵抗に変換しても、サンプリング時間によって (4.3) 式の近似の度合いが異なると見掛比抵抗曲線がカーブを描き、あたかも比抵抗構造が存在するような結果が得られる、といったことも起こり得る。そこで、(4.5) 式で定義される見掛比抵抗の性質を調べるために、次の数値計算を行った。

大地の比抵抗を一般的なアサバスカ層群の比抵抗といわれている $3000 \Omega \text{ m}$ とし、地表に $400 \text{ m} \times 400 \text{ m}$ の正方形の送信ループが設置された場合について、ループの中心 P_0 と中心から測線方向に 100 m 離れた測点 P_2 で得られる $\partial B_z / \partial t$ の値を計算し、それを (4.5) 式を用いて見掛比抵抗に変換した。図 4-10 がその結果を図示したものである。得られた見掛比抵抗は大地の比抵抗の $3000 \Omega \text{ m}$ にほぼ等しく、(4.5) 式が解析に利用可能であることが確認できた。さらに、 P_0 と P_2 の見掛比抵抗はほぼ等しく、測点位置による見掛比抵抗値の違いは極わずかであることも確認できた。

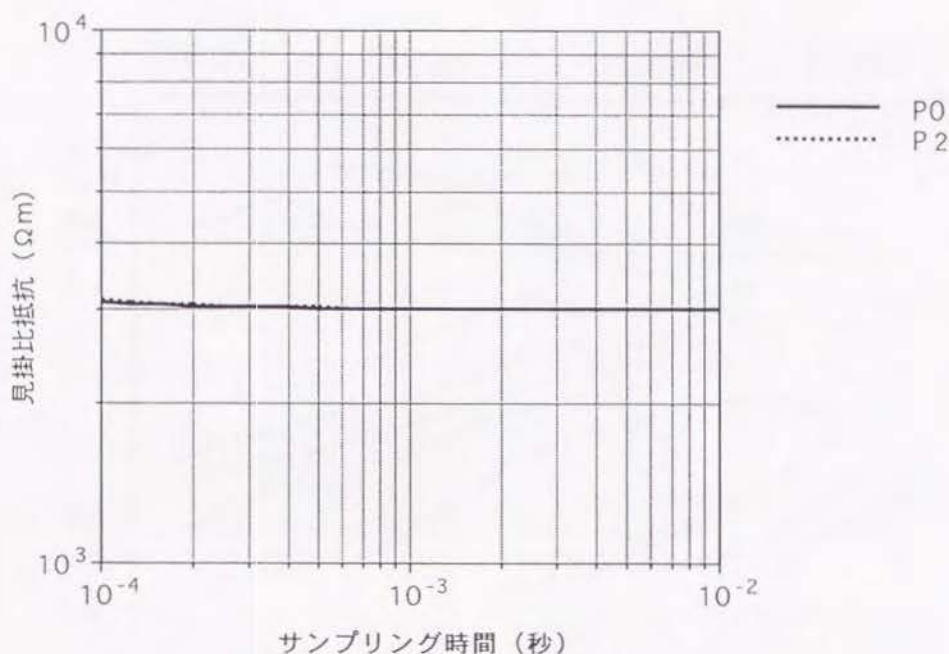


図 4 - 1 0 大地が均質な場合の見掛け比抵抗曲線
(大地の比抵抗は3000Ω m)

§ 3 時間領域電磁垂直探査による探査結果

測定は、1987年の冬季に測線 L16+00E上（図 4 - 6 参照）で実施された。使用した送信ループは先述したようにその大きさが400m×400mであり、ループの中心点を測線 L16+00Eの 1000mの測点から200mづつ北に移動させ、 3000mの測点まで11のループを用いて測定を行った。図 4 - 1 1が得られた見掛け比抵抗値を用いて描いた見掛け比抵抗－時間断面図である。これより、比較的深部に見掛け上、南に緩く傾斜する低比抵抗体の存在が推定され、時間領域電磁水平探査で得られたアノマリーが地表付近の比抵抗の不均一や比抵抗の境界等に起因したものではないことが明らかになり、所期の目的を達成することができた。

しかし、これが試錐調査の対象である石墨質泥質岩であるためには少なくともこの低比抵抗体は基盤岩中に存在しなければならない。低比抵抗体の深度に関する情報があればそれを確認することができるので、各ループの中心で得られた見掛け比抵抗値を1次元解析し、

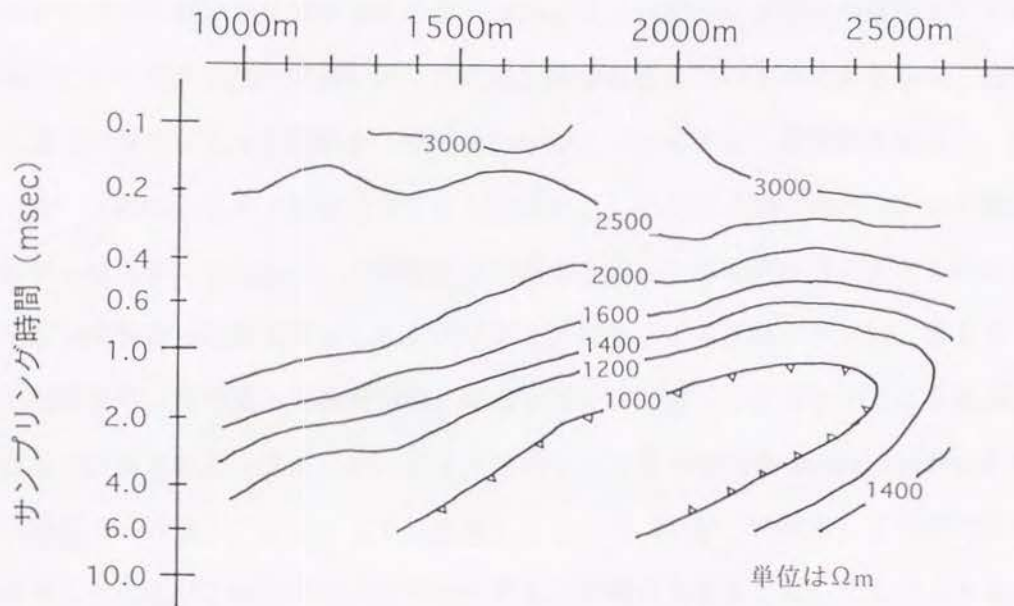


図 4 - 1 1 L16+00E における見掛け抵抗-時間面図

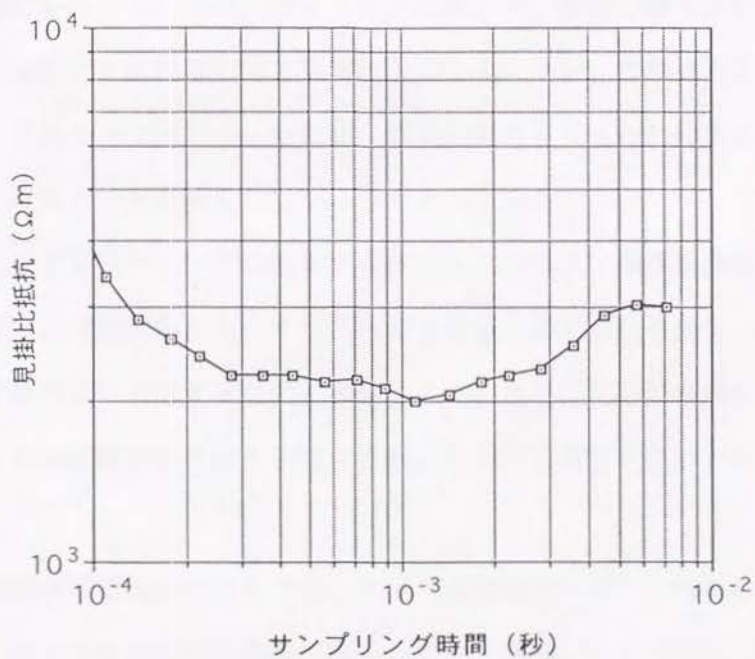


図 4 - 1 2 測線 L16+00E, 3000mの測点で得られた見掛け抵抗曲線

低比抵抗体の深度を求めることを試みた。1次元解析の際にしばしば問題となる層数は以下のようにして決定した。図4-12はループの中心点および受信コイルの位置がともに測線 L16+00Eの 3000mの測点である時に得られた見掛け比抵抗曲線である。これより、当地区のアサバスカ層群や基盤岩類の比抵抗は $2000\Omega\text{m} \sim 3000\Omega\text{m}$ 程度の値を示すことが推定された。この高比抵抗の媒質の間に低比抵抗体が存在しているのであるから、低比抵抗体が1層だけ存在する3層構造と、低比抵抗体が2層存在する5層構造を考えた。図4-13はループの中心点および受信コイルの位置がともに測線 L16+00Eの 1000mの測点である時に得られたデータに対し、非線形最小二乗法を用いた反復解析プログラムを用いてフィッティングを行った結果を示したものである。なお、このプログラムは、第2章で述べた中心誘導法の「位相差一周波数領域」におけるフィッティングプログラムを改良し、周波数領域で計算された $\partial B_z(\omega)/\partial t$ の値を第3章で述べた Gaver-Stehfest 法によって時間領域の $\partial B_z(t)/\partial t$ に変換し、これを(4.5)式に代入して見掛け比抵抗値を計算することにより、時間領域でのフィッティングを行えるようにしたものである。図中のモデル1が3層構造の場合のフィッティング結果、モデル2が5層構造の場合のフィッティング結果であるが、3層構造の場合はサンプリング時間が1msよりも小さいところでの見掛け比抵抗値へのフィッティングが十分でないことがわかる。よって、5層構造を基本として以後の解析を行うことにした。ただし、解を安定に収束させるために第3層と第5層の比抵抗を $3000\Omega\text{m}$ に固定した。また、3層構造でもフィッティングが十分可能な場合は3層構造で解析を行った。なお、図4-13において、測定で得られた見掛け比抵抗曲線がサンプリング時間が5ms付近以降で急激に上昇しているが、これは測定値が測定器の測定限界に近いかなり小さな値であったため、誤差が大きくなったためであると考えられる。よって、これらのデータを除去してフィッティングを行った。

図4-14がフィッティングの結果から作成した比抵抗-深度断面図である。アサバスカ層群の比抵抗は深度にかかわらずほぼ一定であると考えられるので、深度530m付近の比抵抗境界が不整合面に対応するものと判断された。さらに、不整合面の下に南に傾斜し深部まで連続する低比抵抗体の存在が推定され、これが石墨質泥質岩に相当するものであると判断された。

最後に、時間領域電磁垂直探査で得られた比抵抗構造に対し、時間領域電磁水平探査を行った場合どのような水平探査曲線が得られるのかを確認するために、差分法に基づく2次元モデリングプログラム (Adhidjaja et al., 1985)を用いてモデル計算を行った。

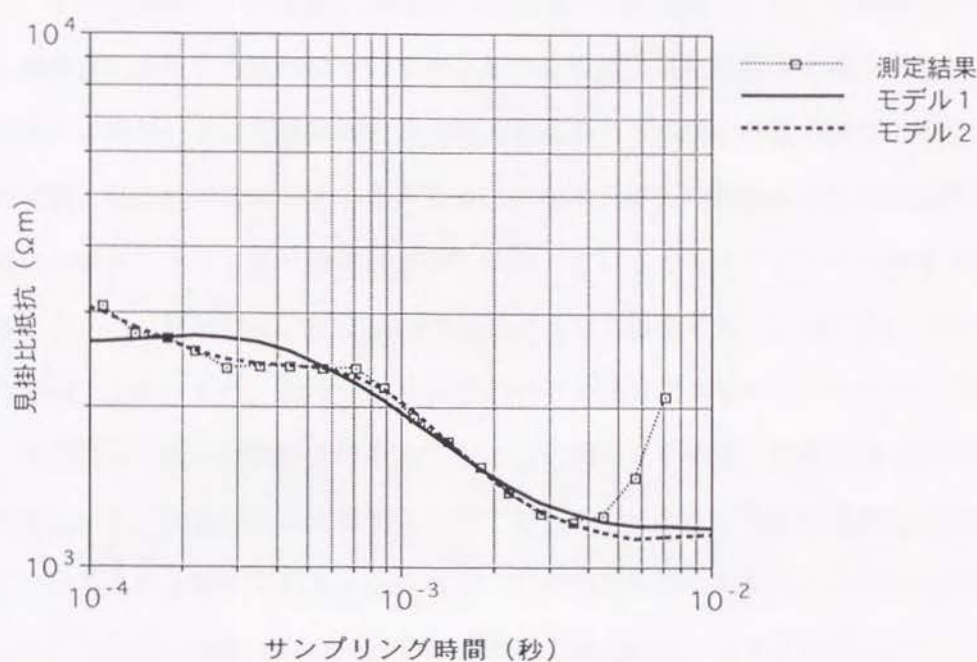


図 4 - 1 3 測線 L16+00E, 1000mの測点で得られた見掛比抵抗値
に対するフィティング結果

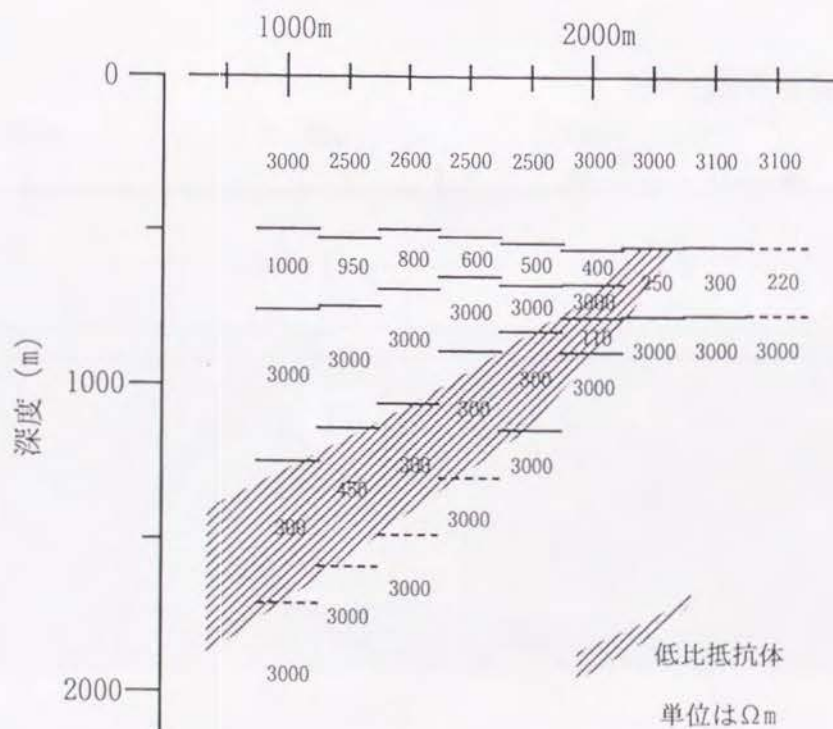


図 4 - 1 4 測線 L16+00Eの比抵抗－深度断面図

図4-15が図4-14を簡略化した2次元モデルである。1次元解析結果より、アサバスカ層群の層厚を500m、その比抵抗を $3000\ \Omega\text{m}$ 、アサバスカ層群下部の低比抵抗層の層厚を100m、その比抵抗を $600\ \Omega\text{m}$ 、基盤岩の比抵抗を $3000\ \Omega\text{m}$ とした。石墨質泥質岩と考えられる基盤岩中の低比抵抗体については、それを板状の低比抵抗体で置き換えた。板状の低比抵抗体の場合、その電磁氣的性質は板の導電率とその厚さの積の値であるコンダクタンス値（単位はS）でほぼ表すことができる。1次元解析の結果より低比抵抗体の比抵抗は $300\ \Omega\text{m}$ 前後であり、低比抵抗体が 45° 傾斜していると仮定するとその層厚は300m前後となることから、板状の低比抵抗体のコンダクタンス値を1 S ($1/300\ \text{S/m} \times 300\text{m}$) とし、それを 45° 傾斜させた。図4-16がそのモデル計算結果である。モデルは2次元であるので送信電線の長さは無限大であることから、図4-7に示した測定値との絶対値の比較はできないが、曲線の形は比較的よく似ており、与えたモデルが実際の地下構造をほぼ反映しているものと考えられる。これより、石墨質泥質岩と考えられる低比抵抗体が不整合面と交わる位置は測線 L16+00E上では2000m の測点付近であると判断された。

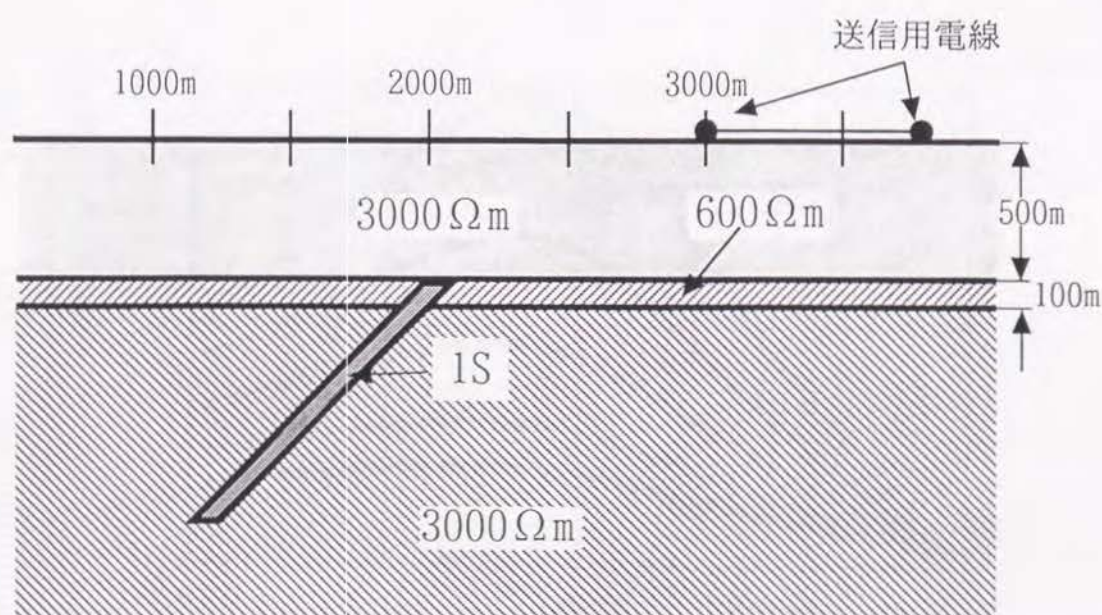


図4-15 2次元比抵抗構造モデル

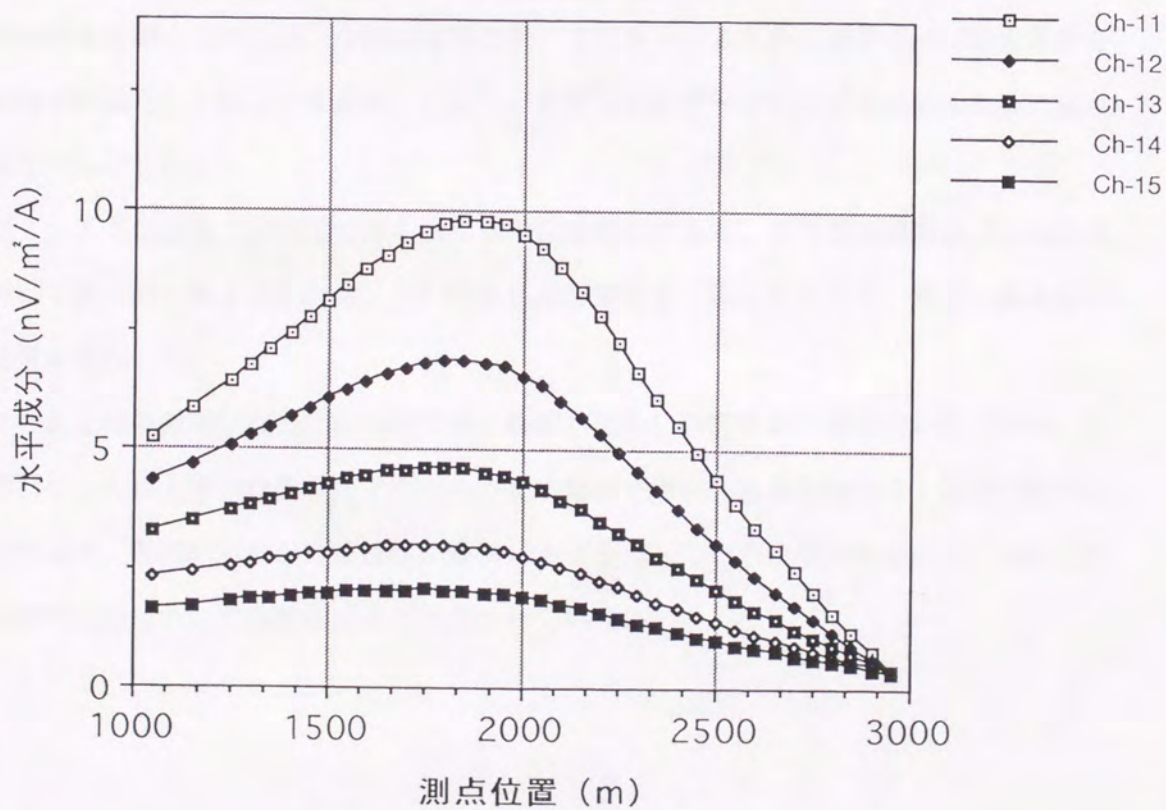
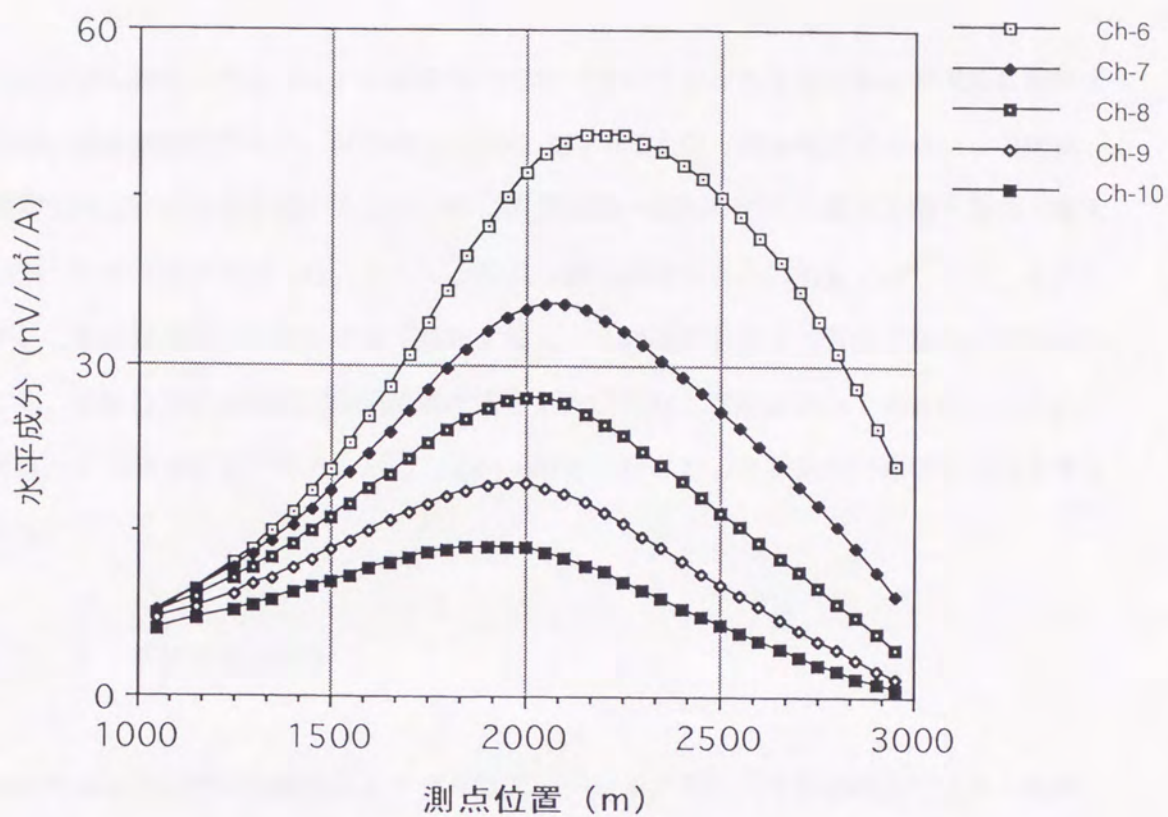


図4-16 2次元モデル計算結果

4. 2. 5 試錐調査結果との対比

時間領域電磁水平探査および垂直探査で存在が推定された石墨質泥質岩を実際に確認するために垂直試錐を行った。試錐位置は測線 L16+00E上の 1920m地点である。この結果、基盤岩相は主に変堆積岩類からなり、特に深度440m～458mの間で多量の石墨を含む（最大で15%）変泥質岩を確認した。さらに、岩芯の葉理構造は岩芯に対して 40° ～ 60° を示したが、これは緩傾斜の低比抵抗体が存在するという物理探査結果と整合するものであった。ただし、不整合面の深度は530m前後と推定されたのに対し実際は425mであった。これについては、1次元ではない構造に対して1次元解析を行ったことが最大の原因であると考えられる。

4. 2. 6 新鉱化帯の発見

1986年および1987年の調査によりクリスティーレイク地区に不整合関連型ウラン鉱床と密接な関係にあるといわれている石墨質泥質岩が確認されたことから、当地区の有望性が認識され、1988年の冬季にはさらに東側の部分で探査が実施された。探査には時間領域電磁水平探査が用いられたが、今回は信号のS/N比を上げるために送信ループの大きさを $1600\text{m} \times 800\text{m}$ とし（図4-6参照）、また、水平方向のデータの密度を高めるために測点間隔を50mとした。

図4-17が測線 L36+00Eで得られた水平探査曲線である。この探査曲線は3000mの測点付近で最大値を取ることから、この地点に垂直試錐を実施したところ、非常に高品位の鉱化帯に着鉱した。

この鉱化体の鉱物学的特性については、飯田が詳しい研究をおこなっている（Iida, Y., 1933）が、先にも述べたようにアサバスカ盆地東部では現在も活発にウラン探査活動が行われており、各国の企業が有望鉱区の獲得に凌ぎを削っている状態にあるので、本鉱化帯の規模や品位についての詳細は未だ公表されていない。

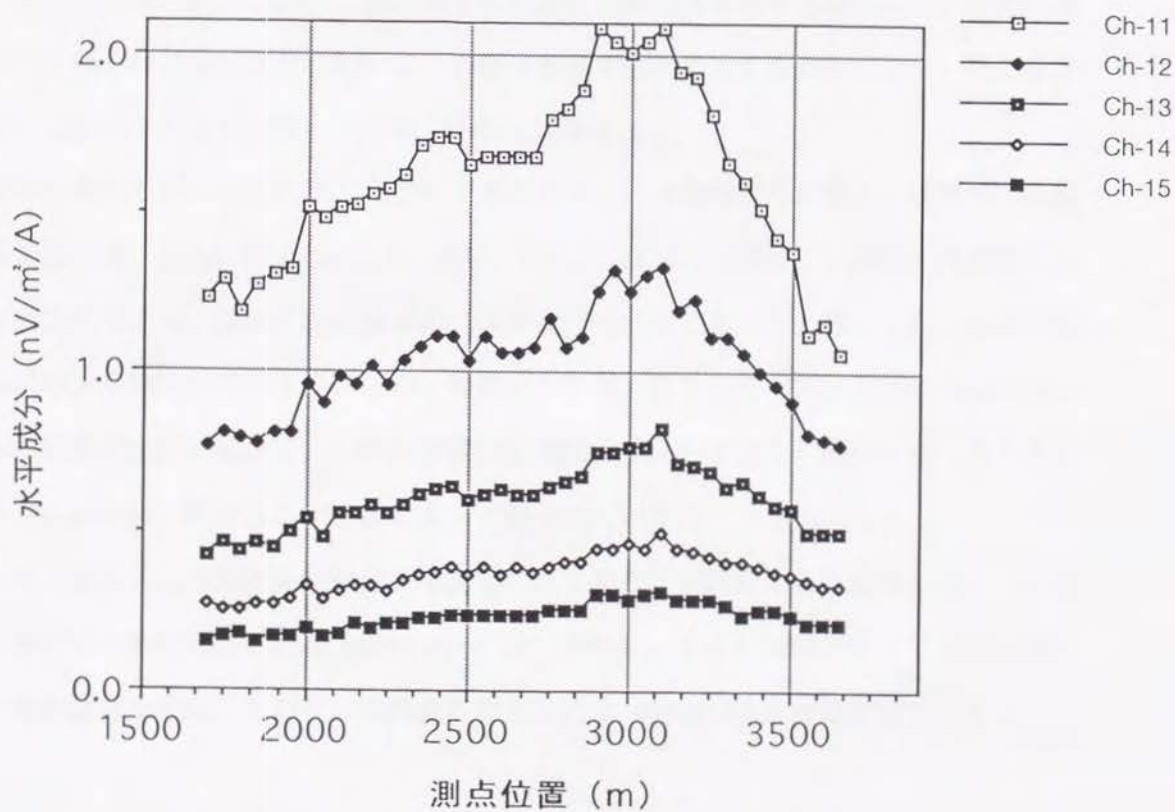
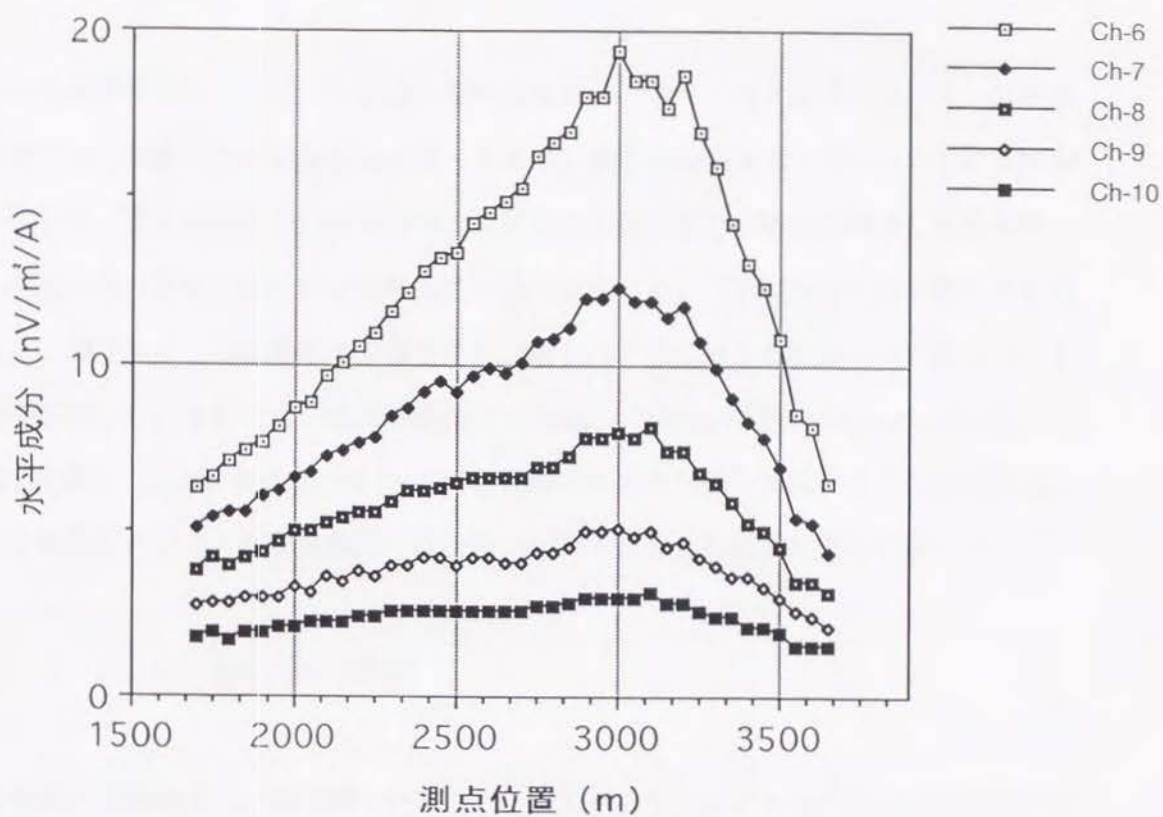


図4-17 測線 L32+00Eで得られた水平探索曲線の水平成分

4. 3 カナダ・シーロン盆地におけるウラン鉱床探査への電磁誘導法の活用

カナダ北西準州のシーロン (Thelon) 盆地北東部は、アサバスカ盆地と同じように不整合関連型ウラン鉱床の存在する有望地域であるが、鉱床の特性はアサバスカのものと多少異なっている。すなわち、この地域のウラン鉱床は石墨に富む岩層とは関連しておらず、また、石墨に富む岩層も稀にしか分布していない。従って、アサバスカと同じ探査法を適用することができず、この地域での探査手法の確立はアサバスカとはまったく個別に行われる必要があった。本節では、動燃事業団が Urangesellschaft Canada Limited (以下 UG と略す; 最近 Cogema Resources Inc. に合併吸収された) 他と共同でウラン探査を実施している地区において、電磁誘導法の活用法について検討した結果について述べる。

4. 3. 1 シーロン盆地の地質概要

調査地域は北緯 64.5° 、西経 98° の近くで、図4-18に示すようにシーロン盆地の北西部に位置しており、北極圏よりは南であるが森林限界よりは北にあり、永久凍土帯に属する (Lafleche et al., 1987)。永久凍土の厚さは200m前後と推定されている。地形の起伏は非常に穏やかで湖が点在している。表層は氷河堆積物で広く覆われており、その厚さは通常 10m前後であるが、厚い部分は 30m以上に達する。

基盤岩を構成している岩石は、始生界と考えられている花崗片麻岩類と、前期原生代前期の変堆積岩類 (Judge Sissons Lake belt; Miller et al., 1985)、前期原生代後期の貫入岩と噴出岩などで、変成岩は低圧型の広域変成作用に属するものと考えられ、変成度は緑色片岩相から角閃岩相である。なお、堆積盆が形成されてから中期原生代の Mackenzie diabase 岩脈群が広い範囲に、しかも非常に短期間に貫入しており、後から述べるキガヴィック (Kiggavik) 鉱床もこの岩脈によって切られている。

シーロン累層は主に河川成の砂岩から構成されており、赤鉄鉱により赤色を呈し、年代は約17億年前と推定されている (Miller et al., 1989)。変成作用は受けておらず、浅くて広い堆積盆地を形成しており、堆積盆の最大深度は 2000m程度と推定されている。

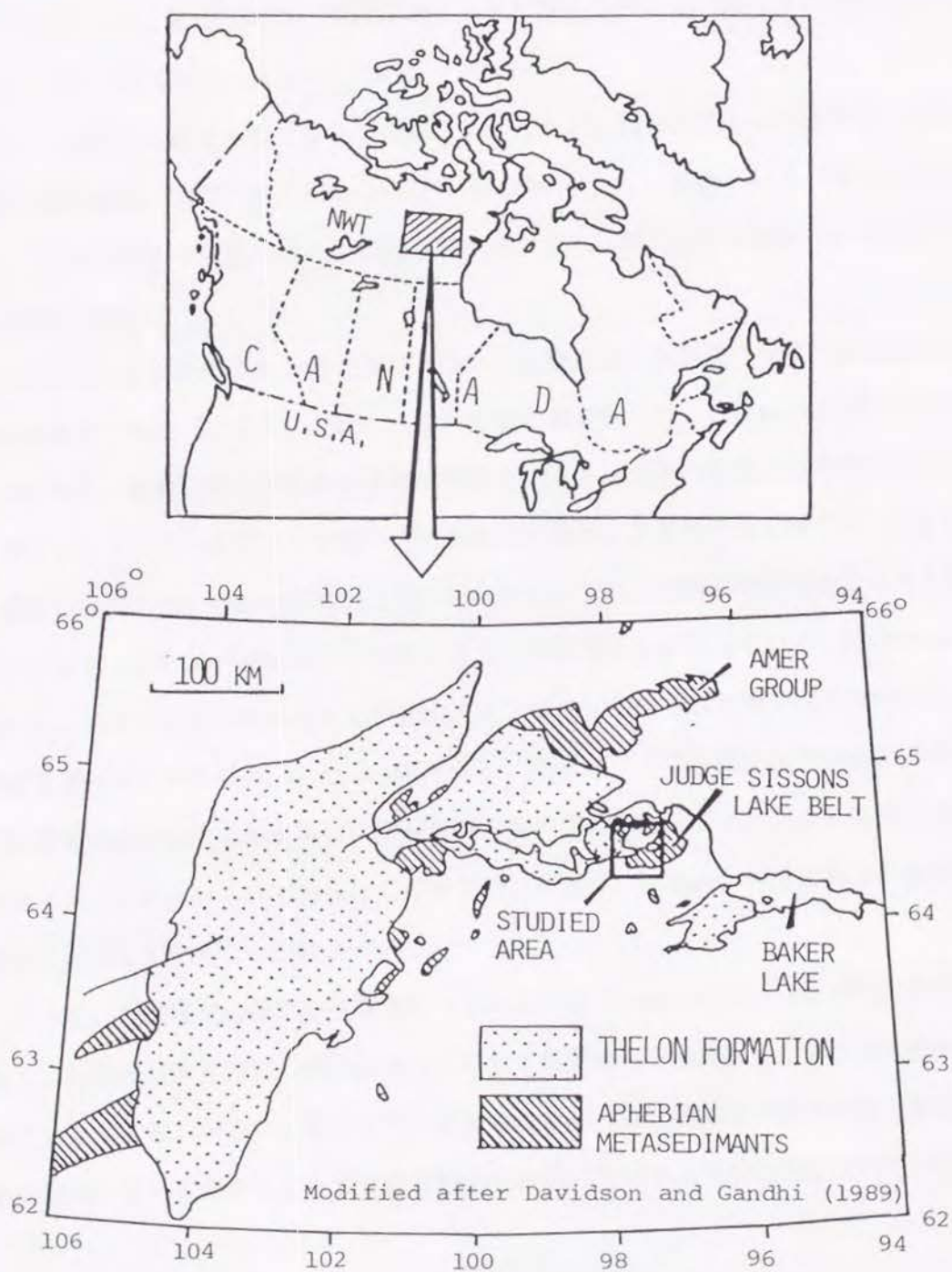


図4-18 調査地域の位置および地質概要図

4. 3. 2 シーロン盆地の不整合関連型ウラン鉱床

本地域の不整合関連型ウラン鉱床の概要を、キガヴィック鉱床を例にして説明する。キガヴィック鉱床はU Gが行ったエアボーン放射能探査とそれに続く地表調査によって1977年に発見された(Bundrock, 1981)。鉱床は基盤岩中に存在し、母岩は主にメタ・グレイワッケであるが、鉱化作用の一部は花崗岩にまでおよんでいる。鉱化年代は約14億年前と推定されている(Fuchs et al., 1989)。

ウラン鉱物は主にピッチブレンドとコフィナイトで、鉱染状あるいは細脈として産し、顕著な随伴鉱物・随伴元素は認められない(Fuchs et al., 1989)。主な変質鉱物はセリサイトとMg緑泥石で変質ハローを形成している。また、部分的に赤鉄鉱化と褐鉄鉱化、珪化が認められる。

キガヴィック鉱床のウラン鉱化帯およびそれを取り巻く変質帯の物理特性は低比抵抗および低密度で特徴づけらる。一般に、この地域の未変質岩は1万 Ω m以上の比抵抗値を持つものに対し、鉱床に伴う変質岩は未凍結状態で1千 Ω m以下の比抵抗値を持つ。さらに、キガヴィック鉱床の試錐コアを用いた密度測定の結果、未変質の長石質ワッケは2.71g/cm³、未変質の花崗岩は2.63g/cm³の密度を持つものに対し、これらの岩石が変質を受けると密度は2.47g/cm³および2.35g/cm³にそれぞれ低下することが明らかになっている(Miller et al., 1985)。図4-19はキガヴィック鉱床メインゾーンで得られた重力探査の結果と2次元重力モデリングの結果を示したものである。このモデリングは試錐調査の結果得られていた変質帯の輪郭をそのまま用い、変質帯の密度のみを調節することにより実測値とのフィッティングを試みたものであり、このモデリングより-0.4mgalの重力異常が低密度の変質帯に起因していることが確認された。

従って、当地域では低比抵抗異常をVLF比抵抗法(Geonics Limited, 1979)を用いて捕捉し、低比抵抗異常に対し重力探査を実施して有望地点を抽出するという探査法が用いられていたが、数百km²という広さを持つ鉱区の中からVLF比抵抗法や重力探査を実施するための数km×数km程度の大きさの精査地域を効率的に抽出する手法は確立されていなかった。

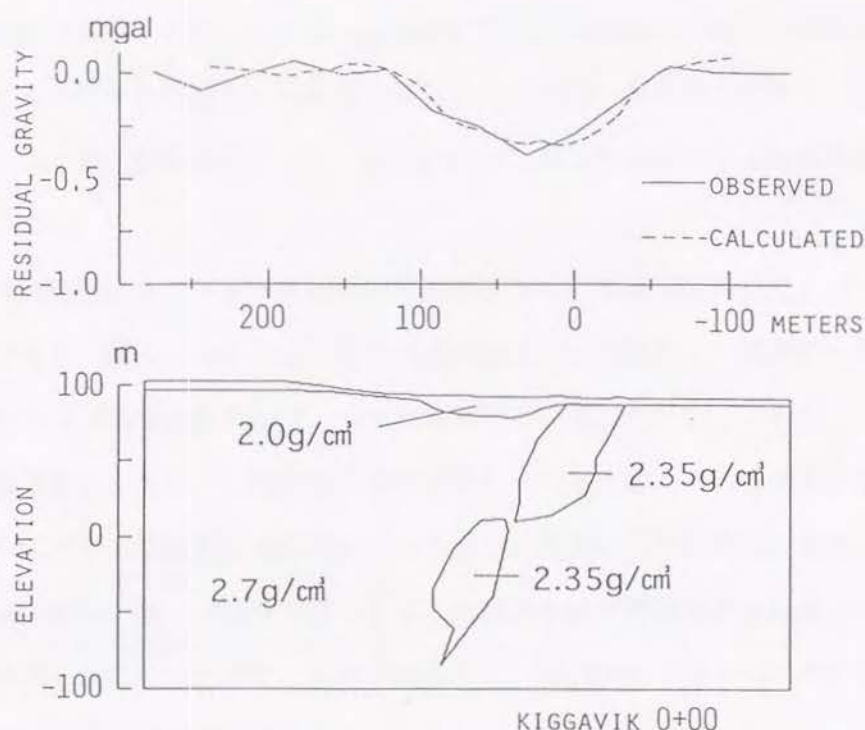


図4-19 キガヴィック鉱床メインゾーン上で実施された重力探査および
2次元モデリングの結果

4. 3. 3 空中電磁法の導入

広い地域を効率よく調査するには航空機を用いた探査法が最も適しており、キガヴィック鉱床が低比抵抗異常を示すことからヘリコプターを用いた空中電磁法の導入を試みた。ここでは、その適用性について検討した結果を述べる。

§ 1 空中電磁法の適用試験

調査地域の比抵抗分布を把握するためのシステムとして Dighem IVエアボーン比抵抗探査システム (Fraser, 1986) を選定した。先にも述べたように、調査地域の未変質岩の比抵抗は1万 Ω m以上と非常に高く、導入するシステムには1万 Ω m以上の高い比抵抗をマッピングできる機能が要求された。Dighem IVは2万 Ω mまでの見掛け比抵抗値のマッピングが可能なシステムであり、本地域に最も適したシステムであると判断された。

Dighem IVは図4-20に示したように 900Hz、7,200Hz、56,000Hzの3つの周波数を用いて測定可能であり、そのバードは coplanar 型の送・受信コイル3組と coaxial型の送・受信コイル1組から構成されている。測定されるのは一次磁界に対する二次磁界の比の値であり、この値が解析用ダイアグラム (Fraser, 1972) を用いて見掛比抵抗に変換される。

適用試験は1986年にキガヴィック鉱床の分布域を含んだ地域で行われた。バードの飛行高度は 30mである。図4-21に示した見掛比抵抗コンター図がその結果の一部で、鉱床は見掛比抵抗が 4,000 Ω m以下のゾーン中に存在している。ただし、このゾーンは鉱床に比べるとかなり広く、また、これが変質帯を反映していると考えられるので、低比抵抗を示す変質帯の広がり鉱床そのものに比べると非常に大きいことになる。なお、本適用試験の結果、900Hzおよび 7,200Hzで得られる二次磁界の値が微弱で探査にほとんど利用出来ないことが明らかになったので、以後の調査では、56,000Hzで得られた見掛比抵抗コンター図から低比抵抗異常を抽出することにした。

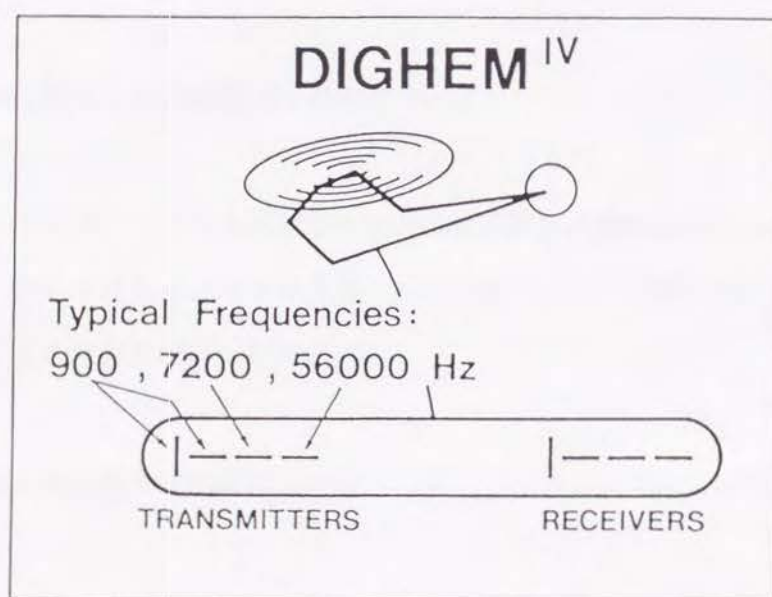


図4-20 Dighem IVシステムの概要 (Fraser, 1986)

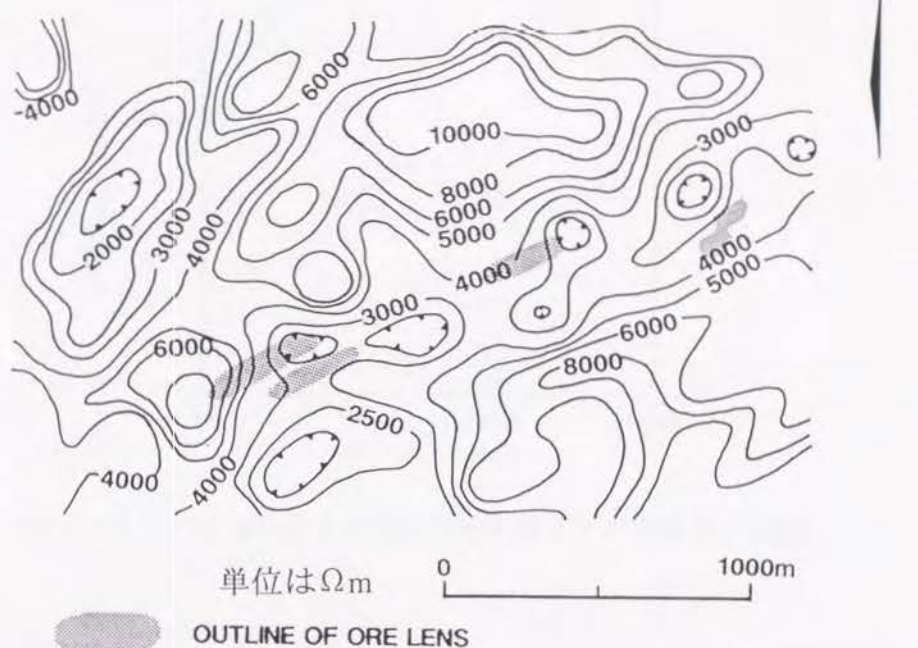


図4-21 キガヴィック鉱床を含む地域で得られた空中電磁法による
見掛け比抵抗コンター図 (56,000Hz)

§ 2 永久凍土層および融解層の比抵抗について

キガヴィック鉱床上での空中電磁法の適用試験結果は比較的良好なものであったが、調査への適用に際してはこの地域が永久凍土帯に位置するという特殊性を考慮する必要があった。以下、その検討結果について述べる。

§ 2-1 永久凍土層の比抵抗について

岩石の比抵抗は、それが凍結するとその比抵抗は凍結していない場合よりも一般に高くなることが報告されている (Hoekstra et al., 1975)。そこで、すでに得られていた試錐コアを用いて凍結状態と未凍結状態で比抵抗にどの程度の差があるのかを調べた。その結果を、縦軸に凍結時 (-14 °C) の比抵抗、横軸に未凍結時の比抵抗をとって表したものが図4-22で、凍結時の比抵抗は未凍結時の比抵抗に比べ約20倍高いことが明らかになった。それでも、変質岩の大部分の比抵抗は1万Ωm以下であり、一方、未変質な岩石の比

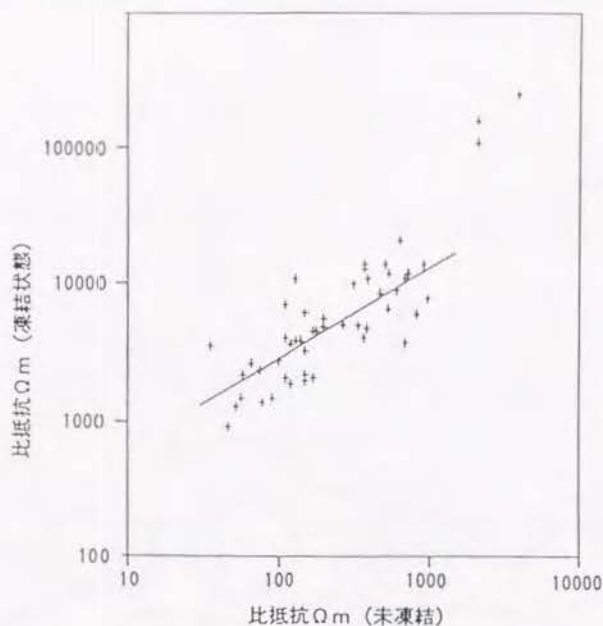


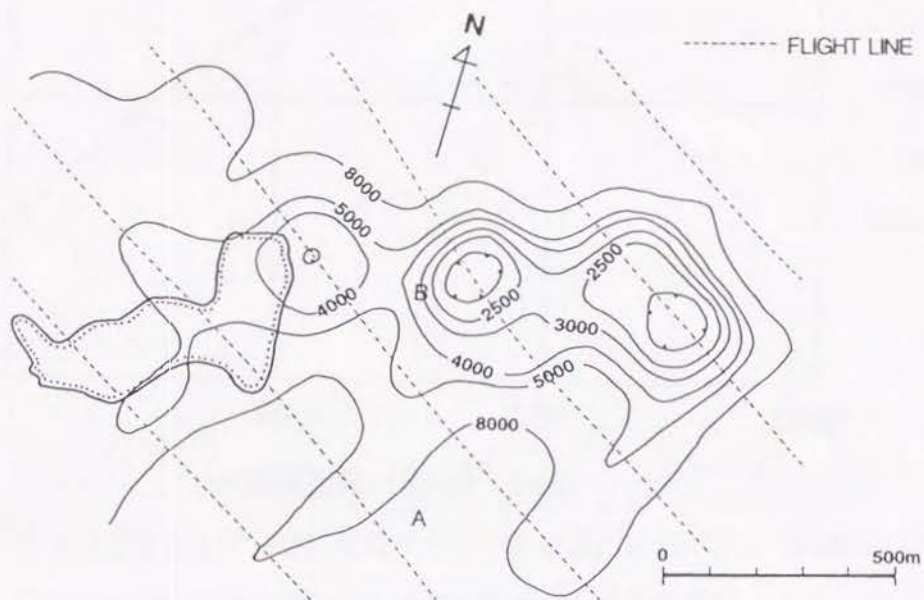
図 4 - 2 2 未凍結および凍結した試錐コアの比抵抗の相関

抵抗は1万 Ω m以上であり、両者の間には十分なコントラストがあり、変質帯を低比抵抗異常として捉え得るものと考えられた。

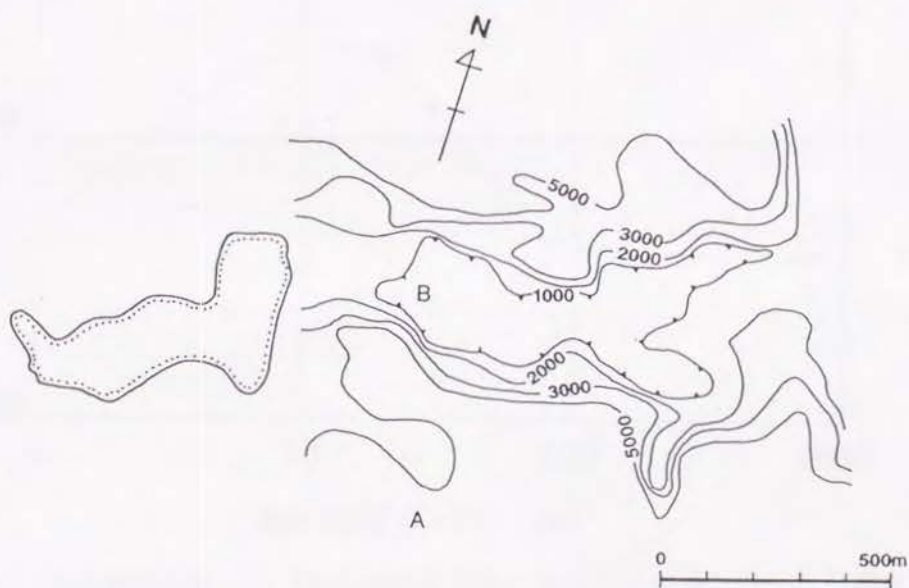
§ 2 - 2 融解層の比抵抗について

永久凍土層の上の地表部の水が凍っていない部分、いわゆる融解層（夏の期間だけ融けているものや、湖の底のように1年中凍らないものもある）の比抵抗は、凍土層に比べ、かなり低いことは容易に推察され、これが空中電磁法探査にどの程度影響を与えるのかを評価する必要があった。このため、小規模の比抵抗垂直探査（シュランベルジャー電極配置）を行って地表近くの比抵抗構造を調査した。測定場所は空中電磁法探査で低見掛比抵抗異常が得られたBL-1グリッドおよびその周辺である。BL-1グリッドで得られた空中電磁法の見掛比抵抗コンター図およびVLF比抵抗法の見掛比抵抗コンター図を図4-23に示した。

比抵抗垂直探査は空中電磁法およびVLF比抵抗法で高い見掛比抵抗値が得られた地点（図4-23中のA点）および両探査で低い見掛比抵抗が得られた地点（図4-23中のB点）の2か所で実施した。図4-24(a)はA点での測定結果、図4-24(b)はB点での測定結果を示したもので、縦軸が見掛比抵抗、横軸が電極間隔であり、見掛比抵抗の実測値がプロットされている。また、図中の曲線は次元解析の結果得られた見掛比抵抗曲線であり、解析で得られた構造を図中に併記した。この2つの例では、第1層の厚さは数

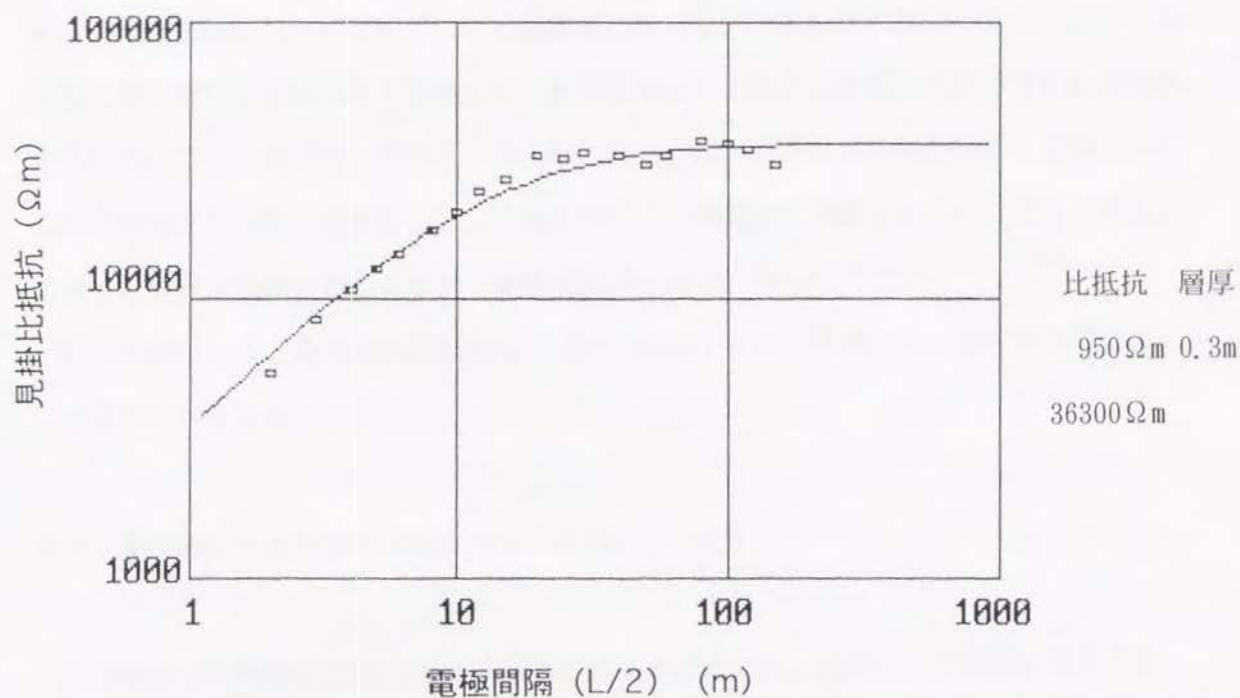


(a) 空中電磁法で得られた見掛け比抵抗コンター図 (56,000Hz) (単位は Ωm)

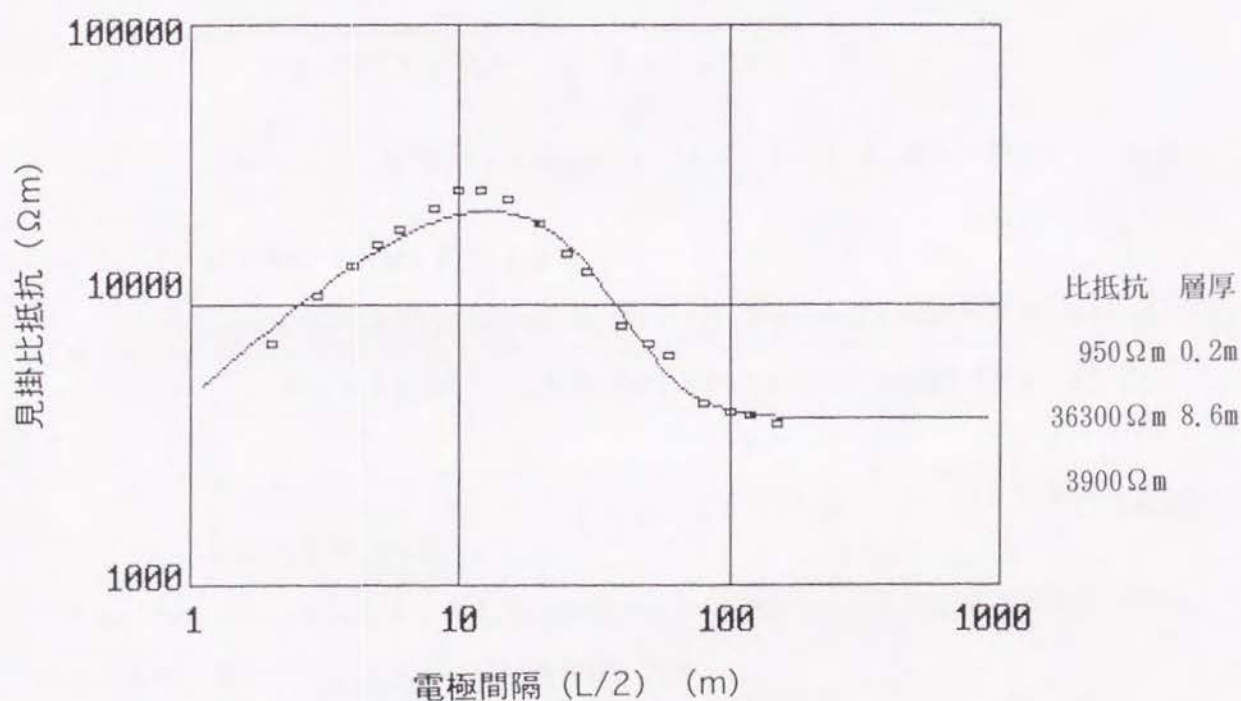


(b) VLF比抵抗法で得られた見掛け比抵抗コンター図 (単位は Ωm)

図4-23 BL-1グリッドで得られた調査結果



(a) 空中電磁法および VLF比抵抗法で高い見掛比抵抗値が得られた地点 (A 点)
 における比抵抗垂直探査による調査結果および解析結果



(b) 空中電磁法および VLF比抵抗法で低い見掛比抵抗値が得られた地点 (B 点)
 における比抵抗垂直探査による調査結果および解析結果

図 4 - 2 4 比抵抗垂直探査による調査結果および解析結果

十cm、比抵抗は約 1,000 Ω m でこれが融解層に相当し、比抵抗が約 36,000 Ω m と非常に高い第2層が凍結した氷河堆積物からなる被覆層および未変質な基盤岩に相当するものと考えられた。またB点では、この下にさらに比抵抗が約 4,000 Ω m の第2層よりも明らかに低い比抵抗を持つ第3層が存在し、これは変質した基盤岩に対応するものと考えられたが、これらの解釈は試錐調査によるコア観察の結果とよく一致していた。

以上の結果から、融解層の比抵抗は 1,000 Ω m 以下とかなり低い、層厚は非常に薄いことが明らかになった。

§ 3 融解層が空中電磁法探査に与える影響について

融解層が空中電磁法探査に与える影響を評価するために、以下に示す数値計算を実施した。第1層の導電率が σ_1 、その層厚が d 、第2層の導電率が σ_2 である2層構造の土地の地表から高さ h の位置にある垂直磁気双極子（磁気モーメントを m とする）が作る空中での磁界の垂直成分 H_z は次式で与えられる (Keller et al., 1966)。

$$H_z = \frac{3 m z^2}{4 \pi (r^2 + z^2)^{5/2}} - \frac{m}{4 \pi (r^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{m}{4 \pi} \int_0^\infty \lambda^2 R(\lambda) \exp(-\lambda(z+2h)) J_0(\lambda r) d\lambda \quad (4.6)$$

ここで、 J_0 は0次の Bessel 関数であり、

$$R(\lambda) = \frac{-(v_1 - \lambda)(v_1 + v_2) + (v_1 - v_2)(v_1 + \lambda) \exp(-2v_1 d)}{(v_1 + \lambda)(v_1 + v_2) - (v_1 - v_2)(v_1 - \lambda) \exp(-2v_1 d)} \quad (4.7)$$

$$\left. \begin{aligned} v_i &= (\lambda^2 + \gamma_i^2)^{1/2} \\ \gamma_i^2 &= j \sigma_i \mu_0 \omega \end{aligned} \right\} \quad i = 1, 2 \quad (4.8)$$

である。いま、バードのことを考えると受信コイルは送信コイルと同じ高さにあるので $z = 0$ であり、また、一次磁界を H_z^P で表せば、

$$H_z^P = -m / 4 \pi (r^2 + z^2)^{3/2} \quad (4.9)$$

であるから、受信コイルの位置における二次磁界と一次磁界の比の絶対値は、

$$\left| H_z^S / H_z^P \right| = r^3 \int_0^\infty \lambda^2 R(\lambda) \exp(-2\lambda h) J_0(\lambda r) d\lambda \quad (4.10)$$

で与えられる。ただし、 r は送信コイルと受信コイルの距離であり、 h は両コイルの高度である。

(4.10)式を用いて二次磁界と一次磁界の比の値を計算し、それを見掛比抵抗に変換することにより、融解層である第1層の比抵抗とその層厚が空中電磁法で得られる見掛比抵抗に与える影響を計算した。その結果をまとめたものが図4-25である。ただし、この計算においては、送信コイルと受信コイルの距離を8m、バードの飛行高度を30m、周波数を56,000Hzとし、第2層の比抵抗を10,000 Ωm に固定した。図の縦軸は見掛比抵抗、横軸が融解層の比抵抗であり、融解層の層厚 d をパラメータとして見掛比抵抗の変化を表してある。この図より融解層の厚さが0.5m以下では、融解層の比抵抗がたとえ100 Ωm にまで低下したとしても、見掛比抵抗は7,000 Ωm 以上の値を示すことがわかる。このことより、融解層が空中電磁法探査に及ぼす影響は非常に小さく、実用上は問題が無いことが確認された。ただし、実際の空中電磁法探査の結果、低見掛比抵抗異常の位置と大きな湖の位置が一致するケースが多く認められた。これは、湖の底の融解層すなわち湖底堆積物の比抵抗が極端に小さいか、あるいはその厚さがかなり厚いことを示しており、湖については探査上注意が必要である。

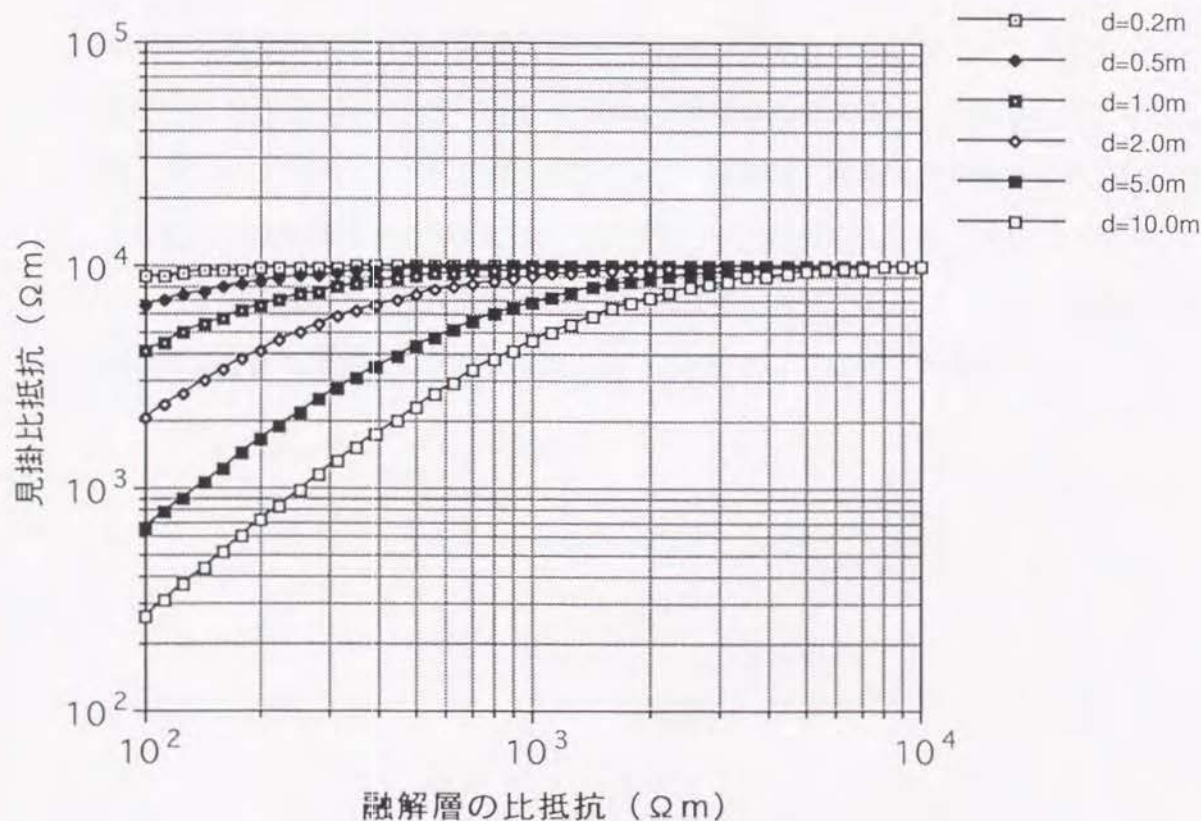


図4-25 融解層が空中電磁法の見掛比抵抗に与える影響について

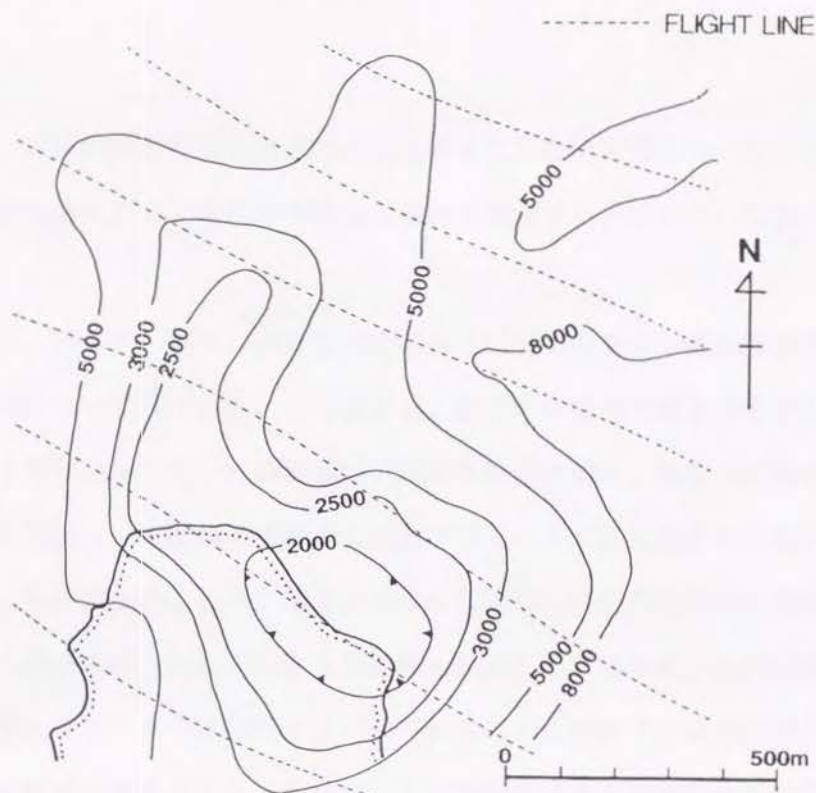
4. 3. 4 アンドリューレイク鉱床の発見

1986年に実施された空中電磁法の適用試験の結果、この手法が精査地域の絞り込みに有効であることが認識され、翌1987年6月末に広範囲を対象に空中電磁法探査が実施された。総測線長は1,007km、測線間隔は250mであり、約250km²をカバーした。

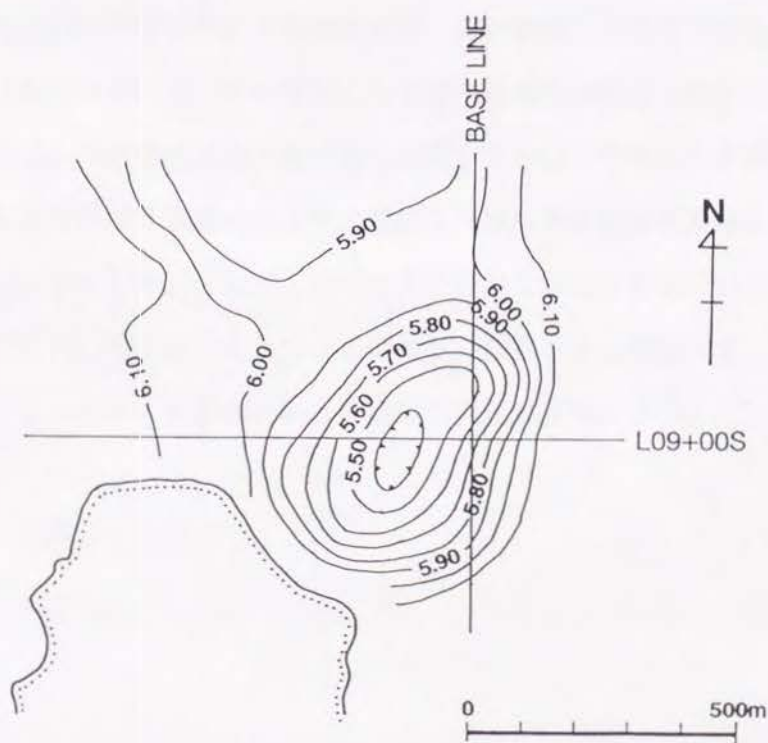
この調査によって得られた低見掛比抵抗の異常から、8つの地区が選定され精査用のグリッドが設定された。そして、同じ年の7～8月に実施された重力探査の結果、多数の重力異常が抽出された。SWグリッドは8地区の一つであり、当時の鉱区の南西部に位置していたことからSW (Southwest)というグリッド名が付けられた。SWグリッドで得られた重力異常は-1mgalに達し、キガヴィック鉱床メインゾーンの重力異常よりも大きく、明瞭なものであった(図4-26)。

翌1988年8月に、この重力異常に対して試錐が実施され、有望な鉱化帯に着鉱した。着鉱孔位置では鉱化層厚は117.9m、平均品位は0.5%U₃O₈であった。この鉱化帯は、1989年および1990年に実施された追跡調査により、地質埋蔵鉱量24,000tU₃O₈(平均品位0.6%U₃O₈)の鉱床であることが明らかになり、近くの湖の名前を取ってアンドリューレイク鉱床と命名された。

この鉱床の発見により、空中電磁法探査の有効性が実証された。また、アンドリューレイク鉱床の重力異常の広がり(400m×500m(面積にして0.2km²))であり、約1ヵ月という短い期間に250km²という広範囲から約千分の一の面積の精査地点を抽出したことになり、このことは空中電磁法の導入によって探査効率が大幅に増大したことを示している。さらに、空中電磁法による探査実施後約1年で鉱化帯の発見に至ったことは、鉱床探査史上、特に潜頭鉱床を対象とした鉱床探査において理想的な成功例であるといえる。



(a) 空中電磁法で得られた見掛け比抵抗コンター図 (56,000Hz) (単位は Ω m)



(b) 重力探査で得られた重力異常 (単位はmgal)

図4-26 SWグリッドで得られた調査結果

4. 4 結言

第4章では、鉱床の探査作業を効率的に実施するための研究開発の一環として、実際のウラン鉱床探査現場において電磁誘導法を効果的に利用する方法について検討した結果を報告した。

4. 2節では、カナダ・アサバスカ盆地で実施されているウラン鉱床探査における電磁誘導法の利用法について検討した。この節では、地下の比抵抗分布を推定するための手法として、それまで利用されていた時間領域電磁水平探査に加え、時間領域電磁垂直探査法を用いることを検討し、時間領域電磁垂直探査で得られる見掛け比抵抗値から「見掛け比抵抗－時間断面図」を作成することで、地下の大まかな比抵抗の分布を比較的簡単に推定できることを実際の調査で得られたデータを基に明らかにした。さらに、低比抵抗層が傾斜しているような場合でも、水平多層構造モデルを前提とした解析で低比抵抗層の深度をある程度推定可能であることを示した。そして、ここでの研究成果は新鉱化帯の発見に直接結びつく結果となった。

4. 3節では、カナダ・シーロン盆地で実施されているウラン鉱床探査における電磁誘導法の利用法について検討した。この地域では、広い地域から精査地域を効率的に抽出する手法が求められていたので、その手法として空中電磁法の利用を検討した。空中電磁法の利用に際しては、この地域が永久凍土帯に位置するという特殊性を考慮する必要があったので、凍結した岩石の比抵抗の測定や小規模な比抵抗垂直探査を実施し、永久凍土層の比抵抗構造を明らかにした。そして、その結果を用いて数値計算を行い、空中電磁法の適用性を明らかにした。本手法の導入で、この地域の探査効率は大幅に向上し、ここでの研究成果はアンドリューレイク鉱床という新鉱床の発見に直接結びついた。

4. 5 参考文献

- Adhidjaja, J.I., Hohmann, G.W. and Oristaglio, M.L., 1985 : Two-dimensional transient electromagnetic responses. *Geophys.*, vol.50, no.12, p.2849-2861
- Bundrock, G., 1981 : From armchair geology to a deposit in a new uranium province. In *Uranium Exploration Case Histories*, International Atomic Energy Agency, Vienna, p.243-277
- Fraser, D.C., 1972 : A new multicoil aerial electromagnetic prospecting system. *Geophys.*, vol.37, no.3, p.518-537
- Fraser, D.C., 1986 : Dighem resistivity techniques in airborne electromagnetic mapping. Geological Survey of Canada, Paper 86-22, Airborne Resistivity Mapping (edited by Palacky, G.J.), p.49-54
- Fucks, H.D. and Hilger, W., 1989 : Kiggavik(Lone Gull): an unconformity related uranium deposit in the Thelon basin, Northwest Territories, Canada. In *Uranium Resources and Geology of North America*, International Atomic Energy Agency, Vienna, p.429-454
- Gallagher, P.R., Ward, S.H. and Hohmann, G.W., 1985 : A model study of a thin plate in free space for the EM37 transient electromagnetic system. *Geophys.*, vol.50, no.6, p.1002-1019
- Geonics Limited, 1979 : Operating Manual for EM16R VLF Resistivity Meter. Geonics Ltd., Mississauga, Ontario, Canada
- Geonics Limited, 1982 : EM37 Ground Transient Electromagnetic System : Design Features. Geonics Ltd., Mississauga, Ontario, Canada
- Hoekstra, P., Sellmann, P.V. and Delaney, A., 1975 : Ground and airborne resistivity surveys of permafrost near Fairbanks, Alaska. *Geophys.*, vol.40, no.4, p.641-656
- Iida, Y., 1933 : Alteration and Ore-Forming Processes of Unconformity-Related Uranium Deposits. *Resource Geology Special Issue*, no.15, p.299-308
- Kaufman, A.A. and Keller, G.V., 1983 : Frequency and transient soundings. Elsevier Science Publishing Company Inc.

- Keller, G.V. and Frischknecht, F.C., 1966 : Electrical Methods in Geophysical Prospecting. Pergamon Press Inc.
- Lafleche, P.T., Judge, A.S. and Taylor, A.E., 1987 : Application of geophysical methods to resource development in northern Canada. Canadian Institute of Mining and Metallurgy Bull., vol.80, p.78-87
- McMullan, S.R., Matthews, R.B. and Robertshaw, P., 1989 : Exploration Geophysics for Athabasca Uranium Deposits. Proceedings of Exploration '87, Ontario Geological Survey, Special Volume 3 (edited by Garland, G.D.), p.547-566
- Miller, A.R. and LeCheminant, A.N., 1985 : Geology and uranium metallogeny of Proterozoic supracrustal successions, central District of Keewatin, N.W.T. with comparisons to northern Saskatchewan. In Geology of Uranium Deposits (edited by Sibbald, T.I.I. and Petruk, W.), Canadian Institute of Mining and Metallurgy, Special Volume, vol.32, p.167-185
- Miller, A.R., Cumming, G.L. and Krstic, D., 1989 : U-Pb, Pb-Pb, and K-Ar isotopic study and petrography of uraniferous phosphate-bearing rocks in the Thelon Formation, Dubawnt Group, Northwest Territories, Canada. Can. Jour. Earth Sci., vol.26, p.867-880
- Sibbald, T.I.I. and Quirt, D., 1987 : Field Trip Guidebook, Trip 9 Uranium Deposits of the Athabasca Basin. Geol. Assoc. of Canada, p.72
- Spies, B.R. and Parker, P.D., 1984 : Limitations of large-loop transient electromagnetic surveys in conductive terrains. Geophys., Vol.49, no.7, p.902-912

電磁誘導法で得られる磁界の測定値を、大地の導電率と直接結びつく量である見掛導電率に変換する手法を中心とした電磁誘導法に関する基礎的な研究の成果と、鉱床探査への電磁誘導法の効果的な利用法について検討した成果を論じた。

第2章においては、周波数領域電磁誘導法の一つである中心誘導法について、その理論および実際の探査における測定法ならびにデータの解析法について論じた。まず、中心誘導法の優れた特徴の一つである見掛導電率の加算性が任意の層数に対して成り立つことを円形ループおよび正方形ループが作る磁界の解析解を用いて明らかにした。次に、室内モデル実験を行い「ループの中心の垂直磁界と一次磁界の位相差を ϕ とすれば、 $f \rightarrow 0$ で $\tan \phi / f$ の値が一定値に収束する」という中心誘導法の理論を実験で確認した。さらに、実験で得られた見掛導電率を標準曲線を用いて解析した結果、得られた各層の導電率や層厚は実験模型のそれと非常によい一致を示したことから、位相差が正確に測定されていることが確認でき、中心誘導法における位相差測定法の基礎を確立することができた。

しかし、小規模な野外実験の結果、室内模型実験で採用した位相差の測定に標準ループを用いる方法は、野外での測定に不向きであることが明らかとなった。そこで、標準ループに代わる位相差測定法として、小型のコイルを組み合わせで一次磁界を検出する方法を新たに考案した。予備実験において、この改良型の位相差測定法の有効性を確認した後、改良型の位相差測定法を用いて京都大学農学部グラウンドにおいて野外実験を行った。中心誘導法のデータを解析して得られた地下構造は、比抵抗垂直探査法による探査結果ならびにボーリングによる調査結果と非常によい一致を示した。この際、データの解析には従来の $\sigma_a - a$ 領域における解析法に加え、新たに提案した $\phi - f$ 領域における解析法を利用した。農学部グラウンドにおける野外実験の結果は、今回新たに考案した位相差測定法が野外での調査に適した測定法であること、今回新たに提案した $\phi - f$ 領域における解析法が中心誘導法のデータの解析に非常に有効であることを示しており、本研究により中心誘導法を実用化するための基本的な課題であったフィールドでの位相差測定法ならびにデータの解析手法が確立された。

第3章では時間領域電磁誘導について理論的検討を行った。まず、時間領域電磁誘導法における過渡応答の計算方法について検討し、モデル計算を通じて過渡応答曲線の性質を考察した。その結果、時間領域電磁誘導法を用いれば、低導電率層の影響をほとんど受け

ることなくその下部にある高導電率層の探查が可能であることを明らかにした。次に、測定で得られた過渡応答の測定値を見掛導電率に変換する手法について検討した。従来の変換法で得られた見掛導電率曲線は横軸の値が小さくなっても第1層の導電率に収束しないとか、見掛導電率曲線がオーバーシュート・アンダーシュートする等の不備が発生することがあり、見掛導電率曲線から地下の導電率の分布を直接推定するのが困難な場合が多かった。しかし、今回提案した変換法で得られる見掛導電率曲線は地下の導電率の分布を忠実に反映していることから、多層構造の場合の層数および各層の導電率値の推定が非常に容易に行えるようになり、解析精度の向上ならびに解析時間の大幅な短縮が可能となった。さらに、見掛導電率曲線を簡便に解析するための手段を提供するために、2層見掛導電率標準曲線を作成した。当初は複数の r/d_1 の値（ r は一次磁界源と測点との距離、 d_1 は第1層の層厚）の値について標準曲線を作成する必要があると考えられたが、数値計算の結果、見掛導電率曲線は r/d_1 の値にはほとんど影響されないことが判明し、1枚の標準曲線でも十分実用的な解析結果が得られることが明らかになった。従って、今回作成した標準曲線は非常に実用的なものとなっており、フィールド等における簡易解析に威力を発揮するものと期待される。

第4章では、鉱床の探查作業を効率的に実施するための研究開発の一環として、カナダのアサバスカ盆地およびシーロン盆地におけるウラン鉱床探查現場において、電磁誘導法を効果的に利用する方法について検討した。アサバスカ盆地では、地下の導電率の分布を推定するための手法として時間領域電磁水平探查が主に用いられていたが、解析精度を更に上げるために、時間領域電磁垂直探查法を併用することを検討した。ここで新たに提案したデータ取得仕様にに基づく時間領域電磁垂直探查データからは、地下の導電率に関する2次元疑似断図を容易に得ることができ、地下の導電率の分布の推定が従来に比べ非常に簡便にかつ精度よく行えるようになった。そして、ここでの研究成果は新鉱化帯の発見に直接結びついた。

シーロン盆地で実施されているウラン鉱床探查においては、非常に広い地域から精査地域を効率的に抽出する手法が求められていたので、その手法として空中電磁法の利用を検討した。空中電磁法の利用に際しては、この地域が永久凍土帯に位置するという特殊性を考慮する必要があったので、永久凍土層の導電率の分布を明らかにするとともに、その結果を用いて空中電磁法の適用性を明らかにした。本手法の導入で、この地域の探查効率は大幅に向上し、ここでの研究成果はアンドリュースレイク鉱床という新鉱床の発見に直接結

びついた。

以上、電磁誘導法について理論的研究、実験的研究および応用的研究という3つの側面から行った研究成果について述べた。電磁誘導法は、これまで金属鉱床や地熱貯留層の探査に主に利用されてきたが、土木分野でも近年深部地下空間の利用がクローズアップされてきており、土木構造物の建設のための事前調査手法として電磁誘導法が注目され始めている。今後、電磁誘導法の利用は日本国内においても急速に広がることが予想されるが、電磁誘導法が地下深部の調査法として定着するためには、データ取得技術ならびにデータ解析技術のさらなる研究開発が必要であると考ええる。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、懇切かつ適切な御指導を賜った京都大学工学部教授佐々宏一博士に感謝いたします。

本研究の第2章および第3章は筆者が京都大学工学部資源工学教室に在職中に行った研究の成果をまとめたものであり、これらの研究を進めるにあたり御指導を賜りました京都大学名誉教授吉住永三郎博士、京都大学工学部教授佐々宏一博士に感謝の意を表します。

本研究の第4章は筆者が動力炉・核燃料開発事業団カナダ法人在職中に行った研究の成果をまとめたものであり、研究の実施にあたって御指導御鞭撻をいただきましたカナダ法人柴山弘之社長（現海外ウラン資源開発株式会社常務取締役）ならびに黒沼長助課長（現国際部資源開発室長）、飯田義政課長（現東濃地科学センター海外調査探鉱課主査）に感謝の意を表します。

また、本研究をまとめるにあたり、御指導御鞭撻を賜った上、さまざまな便宜を図っていただいた動力炉・核燃料開発事業団東濃地科学センター技術開発課長坪田浩二博士に感謝の意を表します。

〔1〕論文発表

- (1) C. KURONUMA, K. HASEGAWA (1990) : URANIUM EXPLORATION IN THE ATHABASCA BASIN, CANADA : An Example of Applied Geophysical Techniques. I. A. E. A. Technical Comity Meeting, China(1990) (印刷準備中)
- (2)仙波毅, 尾方伸久, 長谷川健, 岩崎浩, 渡辺邦夫 (1992) : ボアホールレーダーによる花崗岩岩盤特性調査—釜石鉱山原位置試験場における調査結果について—, 応用地質, 第32巻, 第6号, p.34-42
- (3)飯田義正, 長谷川健, 茂田直孝 (1993) : 物理探査法を活用した潜頭鉱床探査—カナダ北西準州アンドリュレーイク鉱床の発見—, 動燃技法, No. 87, p.34-44

〔2〕口頭発表

- (1)電磁誘導法の研究(1981) : 物理探査学会昭和56年度秋期講演会予稿集, p.81-82
- (2)中心誘導法の研究(1983) : 物理探査学会昭和58年度春期講演会予稿集, p.77-78
- (3)V E Sによる地下水調査について(1984) : 物理探査学会昭和56年度秋期講演会予稿集, p.94-95
- (4)過渡現象電磁探査法の研究(その2)(1984) : 物理探査学会昭和59年度秋期講演会予稿集, p.74-75
- (5)ボアホールレーダーによる花崗岩岩盤特性調査(1991) : 日本応用地質学会平成3年度研究発表会予稿集, p.17-20
- (6) Present status and next approach of geophysical investigation as site characterization technique for the geological disposal of radioactive waste in Japan (1992) : 29th INTERNATIONAL GEOLOGICAL CONGRESS Abstracts, p.868
- (7)東濃地域の花崗岩を対象としたレーダー法クロスホール調査—反射波に着目した解析結果について—(1992) : 日本原子力学会1992年秋の大会講演予稿集, p.340
- (8)弾性波を用いた岩盤特性調査法の研究—断層のある堆積岩盤への弾性波トモグラフィの適用とモデル解析(1992) : 日本原子力学会中部支部第24回研究発表会予稿集, p.6
- (9)西オーストラリアにおけるウラン探鉱のための物理探査—ルーダル地域で行ったケーススタディとしての物理探査手法の検討—(1993) : 物理探査学会第89回学術講演会講

演論文集, p.290-294

(10)比抵抗トモグラフィの逆解析手法の検討ー坑道壁面から掘削した試錐孔を利用する場合ー(1994):日本原子力学会中部支部第26回研究発表会予稿集, p.28

(11)比抵抗トモグラフィによる坑道周辺の比抵抗分布の解析手法について(その1)(1995):物理探査学会第92回学術講演会講演論文集, p.63-67

(12) Detection of Permeable Fractures in Granitic Rock by Hydrophone VSP - Case Study for the Granitic Rock, Gifu Prefecture, Japan - (1995): Proceedings of the 3rd SEGJ/SEG International Symposium, p.164-171